

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PARIS - VI

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Marc-Aurèle VINCENT

**PRODUCTION DE PARTICULES ETRANGES
DANS LES INTERACTIONS π^-p A 11,1 GeV/c**

Soutenue le 26 juin 1971, devant la Commission d'Examen

MM. A. BERTHELOT

Président

P. FALK-VAIRANT

Examineurs

M. FROISSART

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PARIS - VI

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Marc-Aurèle VINCENT

**PRODUCTION DE PARTICULES ETRANGES
DANS LES INTERACTIONS π^-p A 11,1 GeV/c**

Soutenue le 26 juin 1971, devant la Commission d'Examen

MM. A. BERTHELOT

Président

P. FALK-VAIRANT

M. FROISSART

Examineurs

T H E

UNIVERSITY

A UNIVERSITY

UNIVERSITY

UNIVERSITY

UNIVERSITY

UNIVERSITY

UNIVERSITY



UNIVERSITY

UNIVERSITY

UNIVERSITY

UNIVERSITY

PROPOS

Les membres du Comité ont l'honneur de vous adresser
par la présente le rapport de leur mission, ainsi que
les conclusions auxquelles ils sont parvenus.

Le rapport est adressé à Monsieur
A. DUBOIS, 10, rue de la République, à Paris.
A. DUBOIS, 10, rue de la République, à Paris.

Le rapport est adressé à Monsieur
le Professeur P. FALK-VALENT, 10, rue de la République,
à Paris.

Le rapport est adressé à Monsieur
le Professeur P. FALK-VALENT, 10, rue de la République,
à Paris.

Le rapport est adressé à Monsieur
le Professeur P. FALK-VALENT, 10, rue de la République,
à Paris.

Le rapport est adressé à Monsieur
le Professeur P. FALK-VALENT, 10, rue de la République,
à Paris.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547106_0031

REMERCIEMENTS

En premier lieu, il me fait plaisir d'exprimer ma sincère gratitude à M. le Professeur A. BERTHELOT, qui m'a accueilli au DPhPE du C.E.N. de SACLAY et qui m'a toujours témoigné beaucoup de bienveillance tout au cours de mon séjour dans son laboratoire.

Ma reconnaissance s'adresse aussi à Monsieur A. ROGOZINSKI qui m'a accueilli dans son groupe, et à Madame A. DAUDIN qui m'a reçu dans son équipe à mon arrivée à Saclay.

Je tiens à exprimer ma vive gratitude à Monsieur le Professeur P. FALK-VAIRANT qui par ses conseils judicieux, m'a efficacement stimulé à mener à terme ce travail.

Je suis reconnaissant à Monsieur M. FROISSART d'avoir assumé avec bienveillance la tâche de rapporteur et de m'avoir suggéré maintes améliorations.

Que Madame O. GOUSSU, dont la collaboration à ce projet de recherches fut très étroite, en soit ici particulièrement remerciée.

Je voudrais aussi m'acquitter d'une dette de reconnaissance envers tous les collègues pour l'aide amicale qu'ils m'ont apportée à un moment ou un autre au cours de mes recherches. En particulier j'ai bénéficié de discussions enrichissantes avec Mesdemoiselles M. CHAUMET et M. FACCINI, et Messieurs P. DARONIAN, D. HUBBARD, C. LEWIN, J. MALLET, L. MOSCA et J. PIERRARD.

L'apport important du personnel technique à ce travail mérite une mention spéciale. En particulier, je tiens à remercier Messieurs G. DUCASTAING et B. PICHARD, et Mesdames R. DOSBIOZ, J. FERCOQ, J. SAINT-SAENS, S. de VERDELHAN pour leur aimable dévouement.

Enfin, que Mesdames O. LEBEY, G. CARDON, M. THELLIER et G. MURAT trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour le travail de mise en page, de dactylographie et de dessins qu'elles ont si bien exécuté.

TABLE DES MATIERES

	Page
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I : Données expérimentales</u>	2
I . Obtention des clichés	2
II . Exploitation des clichés	2
1°) Dépouillement	3
2°) Mesure	3
3°) Reconstitution des événements	3
4°) Classification	5
a) Ajustement cinématique	5
b) Critères de classification	7
1ère étape : pré-classification	7
2e étape : réduction des ambiguïtés	8
a) Ambiguïté à la désintégration	8
b) Ambiguïté à la production	9
c) Résultats	10
III . Résultats	
1°) Bilan global	10
a) Topologies mesurées uniquement à Saclay	10
b) Topologies mesurées communes à la collaboration Gênes-Milan-Saclay	11
2°) Conclusion	12
<u>CHAPITRE II : Données physiques</u>	14
I . Sections efficaces de production	14
A. Approche	14
B. Facteurs correctifs	15
1°) Facteurs de visibilité	15
a) Rapports d'embranchement et observabilité	15

b) Poids et pseudo-poids potentiel	15
c) Correction pour la visibilité	18
i) Principe	18
ii) Trois exemples	19
A) Réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^0$	19
B) Réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$	20
C) Réaction $\pi^- p \rightarrow p K^0 \bar{K}^0 \pi^-$ et réactions à paires de $K^0 \bar{K}^0$	21
2°) Perte d'événements au dépouillement	24
C. Résultats	24
1°) Section efficace par événement	24
2°) Sections efficaces	25
a) Réactions individuelles	25
b) Sections efficaces totales	27
i) Approche	27
ii) Section efficace totale des paires YK	30
iii) Section efficace totale des paires $K\bar{K}$	31
iv) Conclusion : Section efficace totale σ_{tot} (P.E)	33
II . Résonances : inventaire	34
A. Réactions particulières	34
1°) Réactions à 3 corps	35
1.1 $\pi^- p \rightarrow p K^0 K^-$	35
1.2 $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^-$	36
2°) Réactions à 4 corps	37
2.1 $\pi^- p \rightarrow p K^0 K^- \pi^0$	37
2.2 $\pi^- p \rightarrow p K^0 \bar{K}^0 \pi^-$	37
2.3 $\pi^- p \rightarrow n K_1^0 K^- \pi^+$	38
2.4 $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$	38
2.5 $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$	39
3°) Réactions à 5 corps	40
3.1 $\pi^- p \rightarrow N K_1^0 K_1^0 \pi \pi$	40
3.2 $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	40

B. Systèmes $Y^0 K_1^0$ et $K_1^0 K_1^0$	41
1°) Système $Y^0 K_1^0$	41
2°) Système $K_1^0 K_1^0$	42
C. Récapitulation	43
 <u>CHAPITRE III</u> : Interprétation Physique	 45
Introduction	45
I. Caractéristique générale : périphérisme des interactions	 45
II. Interprétation de la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ dans le cadre du modèle multipériphérique de Regge	 47
A. Modèle multipériphérique de Regge	48
1°) Formalisme	48
2°) Confrontation avec l'expérience	49
B. Application à la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$	50
1°) Paramètres	50
2°) Diagrammes	50
3°) Diverses tentatives	53
4°) Résultats	54
C. Conclusion	56
 <u>CONCLUSION</u>	 57
<u>REFERENCES</u>	61
<u>LEGENDES DES TABLEAUX</u>	64
<u>LEGENDES DES FIGURES</u>	101

INTRODUCTION

Une collaboration entre les laboratoires de Gênes, Hambourg, Milan et Saclay obtenait en mars 1965, quelques 110.000 clichés de π^-p à 11 GeV/c à l'aide de la chambre à bulles britannique (B.H.B.C. 1,50 m) installée auprès du synchrotron à protons du CERN. La même année environ 60.000 autres clichés furent pris en utilisant la chambre à bulles de 2 mètres du CERN (C.B.H. 2m).

A l'époque, cette expérience se présentait comme une oeuvre de pionnier et revêtait donc un caractère exploratoire. Evidemment, depuis, d'autres expériences ont été réalisées avec des faisceaux pioniques à des énergies voisines et supérieures.

L'exploitation des clichés procéda en trois étapes. Les deux premières se concentrèrent sur les interactions sans production de particules étranges. Ainsi, l'effort se porta d'abord sur les interactions à faible multiplicité, c'est à dire les configurations à deux ou quatre traces [1,2]. Ensuite, on aborda l'étude des interactions à haute multiplicité, soit les topologies dues à la production de 6 ou plus particules chargées [3].

En dernier lieu, l'exploitation des interactions produisant des particules étranges a été entreprise dans le but de compléter l'étude des interactions π^-p à 11 GeV/c. Cette thèse présentera les résultats obtenus à partir du lot de clichés exploités à Saclay. Elle comportera trois chapitres. Le premier décrira les techniques utilisées dans l'exploitation des clichés, le deuxième présentera les données physiques de base et le troisième chapitre tentera de dégager quelques caractéristiques des réactions observées.

CHAPITRE I

DONNEES EXPERIMENTALES

Ce chapitre se divisera en trois paragraphes. Le premier rappellera les caractéristiques de la prise des clichés. Le deuxième décrira les techniques d'acquisition des données à partir des clichés. Enfin le troisième paragraphe dressera le bilan général de cette exploration et ainsi définira les voies dans lesquelles s'engageront les deux dernières étapes de cette recherche .

I - OBTENTION DES CLICHES

C. KOCHOWSKI [4] dans sa thèse de Docteur ès-Sciences a très bien décrit le dispositif expérimental qui a servi à la prise des clichés. Le tableau 1 résume les conditions de prise de clichés. Des 172.000 clichés obtenus, environ 90 % se sont avérés propres à l'exploitation.

II - EXPLOITATION DES CLICHES

L'organigramme présenté au tableau 2 décrit schématiquement les phases bien connues de l'exploitation des clichés des chambres à bulles.

1°) Dépouillement

La première tâche, une fois les clichés obtenus consiste à dépister les interactions enregistrées sur le film. Un dépouillement systématique et complet de toutes les interactions du faisceau avec les protons cibles fut entrepris à Saclay sur le lot de films qui lui était dévolu. A l'aide des listes dressées au cours de ce premier dépouillement, tous les événements, dont la configuration pouvait laisser supposer la production de particules étranges, ont été revus au projecteur en vue de préparer pour la mesure ceux répondant à des configurations déterminées. Les deux autres laboratoires n'ayant pas bénéficié d'un premier dépouillement complet furent amenés à ne retenir que les topologies à deux branches. Le tableau 3 présente les configurations étudiées par chaque laboratoire.

2°) Mesure

Les événements retenus au dépouillement ont été mesurés à Saclay sur deux appareils de type SOM-ENETRA [5] . Les pointés se font grâce à un réticule fixe se trouvant sur l'axe optique de projection; ainsi aucune distorsion systématique n'est introduite au niveau de la mesure.

Par contre, les appareils dont disposaient les deux autres laboratoires collaborant à cette expérience effectuaient les mesures sur une projection fixe grâce à un système du genre coordinatographe codé, les effets de distorsions systématiques à la projection étant corrigés.

3°) Reconstitution des événements

La chaîne des programmes de chambre à bulles de la bibliothèque du CERN adaptés à l'ordinateur CDC 6600 fut utilisée pour la reconstitution géométrique de chaque événement (THRESH) et pour son ajustement cinématique (GRIND).

Les diverses constantes techniques requises par ces deux programmes furent héritées des études exécutées au CERN par B. JONGEJANS et G. KELLNER [6] . Ce jeu de constantes fut adopté par C. KOCHOWSKI après vérification de leur bien fondé [7] .

Un certain nombre d'événements traités au début par l'IBM 7094, furent repris par la suite intégralement en utilisant la CDC 6600. La comparaison entre les deux calculs de ces événements a démontré que les conclusions atteintes demeuraient inchangées malgré les modifications apportées aux programmes pour les adapter à la CDC 6600.

Une confrontation similaire d'une cinquantaine d'événements mesurés et calculés à la fois à Saclay et à Milan a permis de constater la compatibilité de l'exploitation des clichés dans les trois laboratoires.

Comme contrôle supplémentaire des programmes de géométrie, la reconstitution de quelques croix fiducielles gravées sur les hublots des chambres à bulles fut reprise à partir de mesures déjà effectuées.

Les figures 1a) et 2a) définissent la nomenclature de ces croix. La distance entre les croix reconstituées avec et sans corrections optiques et leur hublot respectif est portée sur les figures 1b), 1c) et 1d) pour la C.B.H. 2 m du CERN et sur les figures 2b) et 2c) pour la B.H.B.C. 1,50 m. On constate que les corrections optiques, utiles pour la première chambre, sont indispensables pour la seconde ^{+) .}

Les K_1^0 et Λ^0 s'étant matérialisés dans la chambre offrent une possibilité de vérifier la cohérence du jeu de constantes introduites dans les programmes en même temps que la fiabilité des ajustements cinématiques calculés par GRIND.

⁺⁾ Pour faciliter la comparaison, la même échelle a été employée pour toutes ces figures.

Pour illustrer la qualité des mesures et des calculs de géométrie et de cinématique, les distributions de masse manquante d'un lot de K_1^0 et Λ^0 observés à Saclay sont présentées sur les figures 3a), 3b), 4a) et 4b) pour chacune des deux chambres à bulles. Ce lot a été obtenu en éliminant les quelques V^0 dont la masse manquante ne peut être calculée.

Dans le même esprit, le temps de vie moyenne d'un lot de K_1^0 et Λ^0 observés à Saclay a été estimé par la méthode du maximum de vraisemblance [8]. Le tableau 4 résume le résultat des déterminations de masse invariante moyenne et de temps de vie moyenne des K_1^0 et des Λ^0 . On y trouve le nombre de K_1^0 et Λ^0 ayant servi à ces déterminations, celui des temps de vie étant en général inférieur vu les coupures exigées par la définition d'un lot représentatif d'événements c'est à dire sans perte systématique au dépouillement d'une catégorie particulière. L'échantillon de K_1^0 et Λ^0 en l'occurrence a été constitué en retranchant les V^0 dont, soit la longueur projetée était inférieure à 0,4 cm, soit la distance disponible pour la désintégration dans la zone d'observation était supérieure à deux fois le parcours moyen, compte tenu de l'impulsion du V^0 . L'erreur sur les masses est statistique [9].

A fin de comparaison, le tableau 4 rappelle les valeurs citées dans les tables de propriétés des particules fondamentales [10]. Les valeurs de cette expérience s'avèrent compatibles avec elles, et donc illustrent la qualité des mesures et la justesse des programmes de calculs. Les résultats permettent également de s'assurer de la compatibilité des deux lots d'événements des deux chambres à bulles.

4°) Classification

a) Ajustement cinématique

La géométrie établie par THRESH pour chaque interaction mesurée est transmise par voie de bande magnétique au programme

GRIND pour la prochaine étape de son traitement, sa reconstitution cinématique. Tenant compte du champ magnétique et de la perte d'énergie des traces dans l'hydrogène liquide, le programme GRIND tente un certain nombre d'hypothèses cinématiques en imposant à chaque vertex d'interaction les quatre équations de contraintes, soit les trois de conservation du vecteur impulsion plus celle de la conservation de l'énergie.

Le tableau 5 regroupe le réseau des 140 hypothèses auxquelles ont été soumis les événements des configurations retenues en vue de la mesure. Il est rédigé selon les formats et symbolisme du programme GRIND. Il suffit au lecteur non initié de savoir que chaque hypothèse envisagée est définie par l'énumération de gauche à droite, de la particule incidente, de la particule cible et des particules produites. Un zéro représente l'absence de particule, par exemple, dans le cas de désintégration d'un Λ^0 , la particule cible n'existe pas et on trouve donc un zéro en colonne deux.

La tentative d'ajustement se fait à l'intérieur des barres d'erreurs reflétant la précision de la mesure. Le fruit du travail détaillé de J. BADIÉ [11] sur l'estimation et le traitement des erreurs a été incorporé au programme GRIND. La qualité de l'ajustement obtenu par une méthode des moindres carrés est représentée [12] par l'expression suivante en fonction du χ^2 :

$$dP(\chi^2) = \frac{\chi^2^{[(a-b)/2]} \exp(-\frac{\chi^2}{2})}{2^{[(a-b)/2]} \Gamma(\frac{a-b}{2})} d\chi^2$$

(a-b) : nombre de contraintes

a : nombre d'équations de contraintes = 4n

n : nombre de vertex considérés pour l'ajustement

b : nombre de variables inconnues

Γ : fonction d'EULER.

L'intégrale

$$P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} dP(t)$$

fonction du χ^2 , représente la probabilité pour que le χ^2 soit supérieur à une valeur donnée.

b) Critères de classification

Compte tenu de l'imprécision relative de la mesure, plusieurs hypothèses sont souvent cinématiquement possibles pour un événement. Ceci est souvent le cas en particulier chez les 2B V° reconnus par la désintégration d'une seule particule étrange dans la zone d'observation. La classification des événements selon les divers canaux envisagés s'est déroulée en deux étapes : une pré-classification et la réduction des ambiguïtés.

Première étape : pré-classification

Une première classification des événements a fait appel à deux critères seulement :

1. l'ionisation des traces
2. la probabilité de l'ajustement cinématique

Seules les hypothèses compatibles avec l'ionisation observée des traces sont à retenir .

Le lot des événements à ajustement cinématique valable est constitué d'événements dont au moins une des hypothèses cinématiques tentées a obtenu une probabilité supérieure à 1 %.

Tous les autres événements sont classés "multineutres", c'est à dire comportant au moins deux particules neutres non observées. Bien entendu, seules sont retenues les hypothèses ayant une masse manquante compatible avec la production de plusieurs neutres.

Le tableau 6a présente le bilan de la préclassification des 2B. On constate que 42% des événements, ajustés ou non, n'admettent qu'une seule hypothèse, et que parmi les 40 % cinématiquement ajustables, 43 % demeurent ambigus entre plusieurs hypothèses.

Le tableau 7a permet déjà de constater que dans les 2B, les ambiguïtés les plus nombreuses, celles entre deux hypothèses (près de 60 % des événements ambigus), sont dues en grande partie à l'impossibilité de trancher par ionisation entre les K^+ et les π^+ .

Deuxième étape : réduction des ambiguïtés

La réduction des ambiguïtés au niveau de la désintégration, aussi bien qu'à celui de la production constitue la deuxième étape dans la classification définitive des événements.

a) Ambiguïté à la désintégration

Trois ambiguïtés surviennent dans la classification des V^0 , l'ambiguïté Λ^0 / K_1^0 , l'ambiguïté Λ^0 / γ ou K_1^0 / γ , et l'ambiguïté Σ^0 / Λ^0 . La réduction de ces ambiguïtés fait appel au critère d'isotropie des distributions angulaires des produits de désintégration des Σ^0 , Λ^0 , et K_1^0 [13 - 14] dans le centre de masse du V^0 .

Ces distributions angulaires s'obtiennent en définissant l'angle θ^* entre la direction du V^0 et celle de sa trace positive dans le système du centre de masse du V^0 .

Les V^0 ambigus entre Λ^0 et K_1^0 manifestent une tendance à se retrouver avec des $\cos \theta^* \simeq +1$ brisant l'isotropie de la distribution angulaire des K_1^0 (voir Fig. 5a et 5b). En levant l'ambiguïté en faveur du Λ^0 chaque fois que la probabilité et la masse manquante donnaient une indication dans le même sens, l'isotropie de la distribution angulaire des K_1^0 s'est trouvée restituée sans que celle des Λ^0 subisse pour autant une déformation. D'ailleurs, il peut être démontré [15] que la probabilité pour un V^0 énergétique (cas fréquents d'ambiguïté Λ^0 / K_1^0) d'être un Λ^0 est statistiquement supérieure à celle d'être un K_1^0 .

Les ambiguïtés Λ^0/γ et K_1^0/γ ont été levées de la même façon. En effet, les quelques γ ayant réussi à ajuster cinématiquement aussi une hypothèse Λ^0 ou K_1^0 , se retrouvent avec des $\cos \theta^* \simeq \pm 1$.

Une dernière ambiguïté fréquente à la désintégration est celle entre Σ^0 et Λ^0 , le Λ^0 et non le γ étant vu et mesuré. Sur 44 événements candidats à une hypothèse cinématique avec $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 (\gamma)$, 40 sont ambigus avec l'hypothèse concurrentielle où l'hypéron est le Λ^0 mesuré tout simplement.

La distribution angulaire des Λ^0 dans le centre de masse du Σ^0 est portée sur la figure 5c). On remarque une asymétrie de la distribution favorisant les valeurs négatives du $\cos \theta^*$, sans qu'il soit possible de définir une coupure en vue de trancher l'ambiguïté. Si les événements sont pondérés par leur nombre d'hypothèses, on obtient la distribution hachurée dont le rapport gauche/droite s'améliore, passant de 1,75 à 1,53.

b) Ambiguïté à la production.

La réduction des ambiguïtés entre hypothèses ajustées cinématiquement a été poursuivie en faisant appel aux distributions du carré de la masse manquante des canaux se prêtant à un traitement ultérieur.

La symétrisation de ces distributions a été recherchée en deux phases. Dans une première phase, la comparaison des distributions des événements à hypothèse unique avec celles des ambigus entre plusieurs hypothèses, permet de constater parfois des accumulations excentriques d'événements dans certaines distributions. Ces événements ont été revus, et chaque fois que des considérations de masse manquante et de probabilité le permirent, la ou les hypothèses superflues ont été retranchées, en réduisant les accumulations déformant les distributions. Ensuite des coupures en carré de masse manquante ont été fixées, toujours en assurant la symétrie de la distribution en cause, reclassifiant ainsi des événements à plusieurs neutres qui étaient quand même parvenus à donner un ajustement cinématique. Le tableau 8 dresse la liste de ces coupures pour les réactions concernées.

Dans la suite de ce travail, à moins d'avis contraire, les événements demeurés ambigus seront utilisés au cours des différentes analyses en les affectant d'un poids inversement proportionnel au nombre d'hypothèses qu'ils admettent.

c) Résultats.

Le tableau 6b présente le bilan des ambiguïtés demeurant dans les 2B à la fin de la deuxième étape de la classification. La comparaison avec le tableau 6a permet de constater que si le pourcentage d'événements ajustés diminue légèrement passant de 40 % à 37 %, celui des non-ambigus augmente sensiblement, surtout les non-ambigus ajustés passant de 57 % à 73 % .

Le tableau 7b comparé au tableau 7a montre que la principale cause d'ambiguïté, l'impossibilité de trancher par ionisation entre les K^+ et les π^+ à haute énergie, demeure. Même après la réduction des ambiguïtés par les autres critères, cette cause est responsable de 68 % et de 85 % des ambiguïtés du tableau 7b. Ceci n'est pas étonnant compte tenu de la distribution des impulsions des traces chargées produites (figs. 6a, 6b, 6c).

Si on estime pouvoir distinguer par ionisation un proton d'un pion, un proton d'un kaon et un kaon d'un pion jusqu'à des impulsions de 1,3 GeV/c, 1,1 GeV/c et 0,7 GeV/c respectivement (voir fig.7), [16] on voit qu'entre 54 % et 64 % des protons, et seulement environ 17 % des kaons, seraient reconnaissables selon ce critère.

III - RESULTATS

1°) Bilan global

a) Topologies mesurées uniquement à Saclay

Le tableau 9 donne le bilan des topologies mesurées uniquement à Saclay.

L'exploitation des événements signés uniquement par la désintégration de particules étranges chargées a été abandonnée en cours de route, car ces événements, peu nombreux, s'avéraient en outre non seulement difficiles à mesurer mais aussi à analyser et à classer. La majorité d'entre eux d'ailleurs ne donnait pas d'ajustement cinématique.

Par contre, les deux autres catégories d'événements mesurées uniquement à Saclay, les OB et les 4B 2V ont été traitées totalement. Le tableau 10 rapporte le bilan des ambiguïtés après pré-classification de ceux ayant répondu aux hypothèses de production du tableau 5.

Le tableau 10 permet de constater que, contrairement aux 2B, ces événements ne posent pour ainsi dire pas de problème d'ambiguïtés, sinon entre les événements à ajustement cinématique et ceux à multineutres. Ceci n'est pas surprenant vu que l'ambiguïté la plus importante dans les 2B, celle entre les K^+ et les π^+ , n'existe pas dans les OB et les 4B 2V. C'est un premier avantage indéniable de ce lot d'événements.

De plus les 4B 2V présentent également l'avantage d'ajuster cinématiquement une réaction dans 74 % des cas. Malheureusement ce pourcentage se réduit à moins de 20% dans les OB V^0 et OB 2V 0 .

Les tableaux 11 et 12 présentent le bilan détaillé de la pré-classification de ces événements. Le petit nombre d'événements dans les canaux particuliers exclut pratiquement toute possibilité d'analyse ultérieure autre que l'estimation de la section efficace de quelques canaux.

b) Topologies mesurées communes à la collaboration Gènes - Milan - Saclay.

Les laboratoires de Gènes, Milan et Saclay ont exploité en collaboration les événements à 2 branches auxquelles était associé au moins un V^0 , c'est à dire une particule étrange neutre s'étant désintégrée en particules chargées à l'intérieur de la zone de mesure.

Au terme de cette exploitation, il s'est trouvé que Saclay apportait environ 65 % des événements communs à la collaboration. Par souci de cohérence et de simplicité de traitement, il a paru souhaitable, dans un premier temps, d'étudier indépendamment le lot d'événements de Saclay. L'objet principal de cette thèse consiste justement à livrer le résultat de cette étude .

Le tableau 13 regroupe les événements par réaction à 3, 4 et 5 particules dans l'état final. Une première colonne indique le nombre total d'événements compatibles avec une réaction déterminée, la deuxième , le nombre d'événements uniquement compatibles avec cette réaction, et enfin, la troisième, le nombre moyen d'événements compatibles avec une réaction donnée. Ce dernier chiffre donné à titre indicatif, est obtenu en pondérant, tel que convenu, chaque hypothèse retenue pour un événement déterminé, par le nombre total d'hypothèses qu'il admet, et ensuite en sommant tous les événements ainsi pondérés. Le bilan des événements classés parmi les événements comportant plusieurs particules neutres non identifiées a été dressé de la même manière (tableau 14).

2°) Conclusion

Au terme de la première étape de ce travail, il est possible, grâce aux bilans établis des données expérimentales disponibles, de définir avec plus de précision l'objet des deux prochaines étapes. En effet, on voit dès maintenant les réactions qui méritent un traitement ultérieur, soit parce qu'elles présentent un nombre suffisant d'événements, soit parce qu'elles présentent peu d'ambiguïté, soit parce que rares, elles sont intéressantes en elles mêmes.

Ainsi si les sections efficaces des canaux observés peuvent être déterminées, l'inventaire systématique des résonances produites se limitera aux paires $\Lambda^0 K_1^0$ et $K_1^0 K_1^0$, les $2V^0$ ayant été mesurés, et aux combinaisons de particules

des $2B V^0$ et $2B V^0 V$ ayant donné lieu à un ajustement cinématique valable. Tel sera l'objet du prochain chapitre.

Le troisième chapitre poursuivra l'étude des événements les plus nombreux, soit les $2B V^0$ et $2B V^0 V$. Les caractéristiques générales de ces interactions seront dégagées. Enfin une confrontation avec le modèle multi-périphérique de Regge sera effectuée en faisant appel à la réaction comportant le plus grand nombre d'événements, soit la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$.

CHAPITRE II

DONNEES PHYSIQUES

Ce chapitre aura pour objet la présentation des données physiques de base extraites des données expérimentales recueillies dans la première phase de cette recherche. Il se divisera en deux parties :

- 1°) Les sections efficaces de production,
- 2°) l'inventaire des résonances observées dans les diverses réactions.

I - SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION

A - Approche

La section efficace totale d'interaction π^-p à haute énergie est très bien connue par la technique des compteurs [30] qui a permis d'établir sa variation en fonction de l'impulsion incidente (voir fig. 8).

Dans cette expérience les sections efficaces ont été calculées en se normalisant sur la section efficace totale à 11,1 GeV/c, grâce à l'expression suivante :

$$\boxed{\sigma_i = f N_i^P} \dots\dots\dots 2.1$$

où σ_i = section efficace d'un canal ou d'un groupe de canaux,

N_i^P = nombre d'événements produits correspondant à ce canal ou à ce groupe de canaux,

$$f = \frac{\rho}{E} \dots\dots\dots 2.2$$

où ρ = la section efficace par événement,

$$= \frac{\sigma_{\pi^-p}}{N_{\pi^-p}} \dots\dots\dots 2.3$$

où σ_{π^-p} = section efficace totale π^-p à 11,1 GeV/c
 $= 26,5 \pm 0,1 \text{ mb}$

E = efficacité de dépouillement

N_{π^-p} = nombre total d'interactions π^-p

B - Facteurs correctifs

1) Facteurs de visibilité

Les particules étranges échappent à l'observation si elles se désintègrent hors de la zone de mesure, ou si, neutres, elles adoptent un mode neutre de désintégration. Le calcul des poids potentiels permet de corriger la première cause de non-observation, la seconde étant corrigée en ayant recours aux rapports d'embranchement connus entre modes chargés et neutres de désintégration.

a) **Rapports d'embranchement et observabilité**

Les modes de désintégration des particules étranges observées et leur temps de vie moyenne sont bien connus [31]. Il est donc possible de déterminer le rapport d'observabilité de chacune d'elles, c'est-à-dire la fraction qui pourra être vue éventuellement dans la zone d'observation par désintégration en mode chargé. Compte tenu de leur temps de vie, les Σ^0 se désintègrent pratiquement toujours à l'apex de production, les Λ^0 et K_1^0 le plus souvent à l'intérieur de la zone d'observation et, finalement, les K_2^0 pratiquement toujours à l'extérieur de cette zone. Le tableau 15 définit les rapports d'observabilité des Λ^0 et K^0 : rapports qui serviront à établir les facteurs de visibilité aux paragraphes suivants.

Les Σ^+ et les K^+ , se désintégrant nécessairement en mode chargé, ont un rapport d'observabilité égal à 1.

b) **Poids et pseudo-poids potentiel**

Une particule étrange peut se désintégrer à l'extérieur du champ d'observation et, partant, échapper à la détection. Cette perte est compensée en multipliant chaque événement observé et mesuré, par son poids potentiel.

Le poids potentiel [17] d'une particule étrange se définit comme l'inverse de la probabilité de sa désintégration dans un volume donné. Il faut distinguer trois volumes selon que le parcours effectué avant la désintégration est trop court pour que le vertex de désintégration se détache nettement de l'apex de production, ou tel que le vertex de désintégration se trouve à l'intérieur de la zone d'observation, ou enfin trop long de telle sorte que la particule étrange se désintègre à l'extérieur de la zone d'observation.

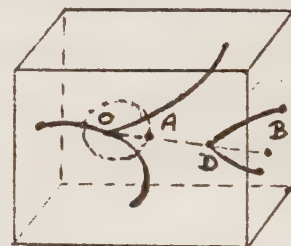
La probabilité que la particule étrange se désintègre dans chacune de ces zones se déduit de la loi bien connue de désintégration :

$$\boxed{N = N_0 e^{-L/\ell}} \quad \dots\dots\dots 2.3$$

- où L = parcours de la particule étrange (dans le laboratoire)
 ℓ = libre parcours moyen de la particule étrange compte tenu de son impulsion et de sa vie moyenne
 N = nombre de particules étranges ayant effectué un parcours égal ou supérieur à L
 N_0 = nombre de particules étranges produites initialement.

Définissant à l'aide de la figure ci-contre :

- O = origine de l'interaction,
 D = vertex de désintégration,
 OA = parcours minimum de la particule pour que le vertex D se détache visiblement de l'apex O ,
 OB = parcours maximum de la particule compatible avec sa désintégration dans la zone d'observation, compte tenu de sa direction,



les limites des trois zones en question s'écrivent :

- zone A : $0 \leq L < OA$
zone B : $OA \leq L < OB$
zone C : $OB \leq L$

Les probabilités de désintégration dans chacune des 3 zones sont alors données par :

$$\begin{aligned} P_A &= 1 - e^{-OA/\ell} \\ P_B &= e^{-OA/\ell} - e^{-OB/\ell} \\ P_C &= e^{-OB/\ell}, \end{aligned}$$

leur somme étant égale à 1, comme il se doit.

Ces relations s'appliquent indifféremment à toute particule étrange, neutre ou chargée. Cependant, il faut remarquer que le parcours moyen des $K^\pm$ et des K_2^0 est tellement long que pratiquement toujours leur désintégration a lieu dans la zone C et, par conséquent, $\ell \gg OB$, ce qui entraîne :

$$\begin{aligned} P_A &= P_B = 0 \\ P_C &= 1 \end{aligned}$$

Donc, les $K^\pm$ et les K_2^0 sont rarement visibles, en pratique seulement s'ils s'arrêtent dans la zone d'observation. Même alors, la fraction de K_2^0 se désintégrant en $\pi^+ \pi^-$ étant très faible (0,16 % seulement), il n'y a pas de confusion possible avec les K_1^0 . Il s'en suit que les K^0 mesurés sont bien des K_1^0 et que la fraction des K^0 observables est égale à 1/3 comme il a été indiqué au tableau 15.

Les $\Sigma^\pm$, Λ^0 et K_1^0 mesurés dans la zone d'observation sont affectés d'un poids potentiel égal à $1/P_B$.

La distance OA est fixée à partir de la distribution de la projection du parcours L sur le plan parallèle au hublot d'observation. On définit ainsi L_0 , la distance de séparation entre l'apex de production et le vertex de désintégration, de telle sorte que soient évitées les pertes au dépouillement dues à la confusion entre les deux vertex.

L_0 représente alors la projection de OA sur le même plan d'observation.

Dans cette expérience, les limites ont été fixées à :

$$\begin{aligned} L_0 &= 0,4 \text{ cm} && \text{pour les } \Lambda^0, K_1^0 \\ L_0 &= 0,2 \text{ cm} && \text{pour les } \Sigma^\pm \end{aligned}$$

La longueur potentielle OB est calculée pour chaque particule étrange compte tenu de sa direction d'envol et des limites de la zone B définies en prenant en considération à la fois les dimensions de la chambre et les distributions du vertex de désintégration dans chacune des deux chambres à bulles. Les coordonnées limites de la zone B sont présentées dans le tableau 16 .

Les Λ^0 et K^0 non-observés dans la zone B mais ajoutés pour l'ajustement cinématique d'un événement seront, eux, pondérés par un pseudo-poids potentiel défini par :

$$\frac{(1 - b_o)}{(1 - b_o + b_o P_C)}$$

où b_o = fraction des Λ^0 ou K^0 observables éventuellement par leur désintégration en mode chargé dans la zone B.

Au dénominateur, on retrouve la probabilité que le V^0 ne soit pas observé dans la zone d'observation B. En effet, cette probabilité est la somme de deux probabilités :

$$\begin{aligned} \text{Prob} (V^0 \text{ non-observé}) &= \text{Prob} (V^0 \text{ non-observables}) \\ &+ \text{Prob} (V^0 \rightarrow \text{chargés}) \text{ Prob} (V^0 \text{ dans C}) \\ &= (1-b_o) + (b_o) (P_C) \end{aligned}$$

Au numérateur, on place la fraction des V^0 non observables dans la zone B, afin de pouvoir traiter identiquement les V^0 observés et non-observés. Ainsi, le poids d'un V^0 est toujours donné en divisant son poids potentiel ou son pseudo-poids potentiel, par son rapport d'observabilité b_o , ou $(1-b_o)$, selon qu'il a été observé ou non.

c) Correction pour la visibilité

i) Principe

Le poids d'une particule étrange se définit donc comme l'inverse de sa visibilité, c'est-à-dire sa probabilité totale d'être observée ou non, selon le cas.

Ainsi, les $\Sigma^\pm$, Λ^0 et K_1^0 observés dans la zone B seront affectés d'un poids P_i donné par :

$$P_i = \frac{1}{b_o P_B} \dots\dots\dots 2.4$$

et les Λ^0 et K^0 ajoutés cinématiquement, et donc non observés, par :

$$P_i = \frac{1}{(1-b_o) + b_o P_C} \dots\dots\dots 2.5$$

Les Σ^0 dont le Λ^0 est observé dans la zone B seront pondérés par le poids de leur Λ^0 . Par contre, les autres Σ^0 , ajoutés cinématiquement, seront pondérés simplement par $(1/1-b_o)$, vu que d'une part la probabilité P_C ne peut être calculée, l'impulsion du Λ^0 non-observé étant inconnue, et que d'autre part le pseudo-poids potentiel des Λ^0 ajoutés cinématiquement est de l'ordre de 0,98.

Les $K^\pm$ n'ont subi aucune pondération, leur désintégration toujours en mode chargé se produisant le plus souvent à l'extérieur de la zone B.

Le poids global PG d'un événement est donné par le produit des poids de ses particules étranges. Un événement, dont l'une ou l'autre de ses particules étranges se désintègre dans la zone A, n'est pas retenu pour le calcul des sectionsefficaces.

L'application de ces principes à des cas particuliers est souvent délicate. En guise d'illustration, voici le calcul de la probabilité d'observation de trois exemples typiques.

ii) Trois exemples

A) Réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^-$

Dans cette réaction, le Λ^0 est observé et mesuré, le K^+ ne se désintégrant pas nécessairement dans la zone B. Cet événement sera pondéré uniquement par le poids du Λ^0 , soit :

$$PG = \frac{3}{2} \left(\frac{1}{P_B(\Lambda^0)} \right)$$

La même formule s'applique également aux réactions

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$$

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- (MM)$$

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$$

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$$

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)$$

B) Réaction. $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$

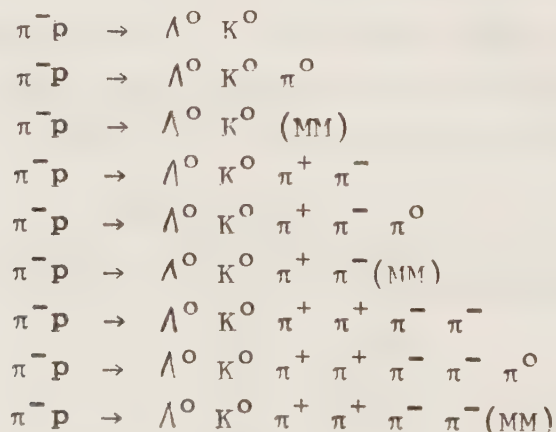
Cette réaction peut se manifester expérimentalement de neuf façons différentes dont seules ont été mesurées les trois premières du tableau 17. Il donne la probabilité de chacune d'elles de se produire. On peut ainsi vérifier que la somme des probabilités est bien égale à 1 comme il se doit. On est ainsi assuré que l'énumération est complète et que chacune des expressions est correcte. Enfin un tel tableau peut aussi servir à estimer la contamination d'une réaction sur une configuration, de la réaction $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ sur les $4BV^0$, par exemple.

Les particules placées entre parenthèses dans la deuxième colonne du tableau représentent celles qui ne sont pas vues dans la zone d'observation. Les V^0 dont le point de désintégration se confond avec l'apex de production sont notés en plaçant entre crochets leurs produits de désintégration.

Les événements mesurés seront pondérés par l'inverse de leur probabilité d'être observés. Ainsi, ceux dont les deux V^0 ont été mesurés, seront affectés d'un poids donné par :

$$PG = \frac{9}{2} \left(\frac{1}{P_B(\Lambda^0) P_B(K_1^0)} \right)$$

La même expression s'applique également aux réactions comportant une paire $\Lambda^0 K^0$, les deux V^0 ayant été mesurés. En particulier, c'est le cas des réactions suivantes étudiées aux cours de cette expérience:



c) Réaction $\pi^- p \rightarrow p K^0 \bar{K}^0 \pi^-$ et réactions à paires $K^0 \bar{K}^0$.

Les réactions comportant la production d'une paire de $K^0 \bar{K}^0$ peuvent être observées par la désintégration dans la zone d'observation soit de l'un ou de l'autre des K^0 , soit des deux. Tel est le cas de l'état final $p K^0 \bar{K}^0 \pi^-$ qui s'observe expérimentalement soit en $2P\ 2V^0$, soit en $2BV^0$, correspondant à

$$\pi^- p \rightarrow p K_1^0 K_1^0 \pi^-$$

$$\pi^- p \rightarrow p K_1^0 (K^0) \pi^-$$

les K^0 vus étant des K_1^0 , les K^0 non vus étant placés entre parenthèses.

Chacune de ces deux configurations permet de remonter indépendamment à la section efficace totale $\sigma (K^0 \bar{K}^0)$ qui s'écrit :

$$\sigma (K^0 \bar{K}^0) = \sigma (K_1^0 K_1^0) + \sigma (K_2^0 K_2^0) + \sigma (K_1^0 K_2^0)$$

pourvu que soient admises les hypothèses suivantes :

$$\sigma (K_1^0 K_1^0) = \sigma (K_2^0 K_2^0)$$

$$\sigma (K_1^0 K_1^0) = \frac{1}{2} \sigma (K_1^0 K_2^0)$$

Si la première hypothèse est justifiée [18], tel n'est pas le cas de la deuxième. En effet, les nombres quantiques des états comportant des paires $K_1^0 K_2^0$ étant différents de ceux comportant des paires $K_1^0 K_1^0$ (ou $K_2^0 K_2^0$), il n'y a aucune raison que la production de résonances [19] dans chacun de ces états soit égale, et par conséquent que la deuxième hypothèse soit vérifiée. C'est pourquoi les sections efficaces $\sigma (K_1^0 K_1^0)$ sont seules données, à l'exception de l'état final $p K^0 \bar{K}^0 \pi^-$ observé aussi par la désintégration d'un seul K^0 et pour lequel la section efficace $\sigma (K_1^0 K_2^0)$ se détermine sans faire intervenir la deuxième hypothèse.

Cette détermination procède par 2 étapes. Dans une première étape on calcule $\sigma (K_1^0 K_1^0)$. Comme pour l'état final $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$, on dresse, avec les mêmes conventions, le tableau des probabilités de chacune des 9 possibilités différentes qu'a de se présenter la réaction (voir tableau 18). Cette énumération complète exige de distinguer les 2 K_1^0 . A cette fin, un indice désignant la position

du K_1^0 dans la deuxième colonne, est rattaché aux expressions correspondantes de la troisième. On vérifie ainsi que la somme des probabilités est égale à 1, compte tenu de :

$$P_A (K_1^0)_1 + P_B (K_1^0)_1 + P_C (K_1^0)_1 = 1$$

$$P_A (K_1^0)_2 + P_B (K_1^0)_2 + P_C (K_1^0)_2 = 1$$

Les mêmes expressions s'appliquent à toute réaction à paire $K^0 \bar{K}^0$. En particulier, elles sont utilisées dans cette expérience dans la détermination des sections efficaces suivantes :

$$\begin{aligned} \sigma [n K_1^0 K_1^0] \\ \sigma [n K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-] \\ \sigma [K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (MM)] \\ \sigma [p K_1^0 K_1^0 \pi^-] \\ \sigma [p K_1^0 K_1^0 \pi^- \pi^0] \\ \sigma [p K_1^0 K_1^0 \pi^- (MM)] \\ \sigma [p K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^-] \\ \sigma [p K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0] \\ \sigma [p K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)] \\ \sigma [n K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-] \\ \sigma [K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)] \end{aligned}$$

Dans la deuxième étape, on procède au calcul de la section efficace $\sigma (K_1^0 K_2^0)$, en construisant le tableau des probabilités des trois configurations possibles à la réaction

$$\pi^- p \rightarrow p K_1^0 K_2^0 \pi^-$$

le K_2^0 n'étant jamais mesuré (voir le tableau 19) .

Adoptant la notation,

$N^0 [K_1^0 (K^0)]$	=	nombre d'événements à paires $K_1^0 (K^0)$ observés
$N^0 [K_1^0 (K_1^0)]$	=	" " " " $K_1^0 (K_1^0)$ "
$N^0 [K_1^0 (K_2^0)]$	=	" " " " $K_1^0 (K_2^0)$ "
$N^0 [K_1^0 K_1^0]$	=	" " " " $K_1^0 K_1^0$ "

les particules placées entre parenthèses n'ayant pas été mesurées, on écrit :

$$N^0 [K_1^0 (K_2^0)] = N^0 [K_1^0 (K^0)] - N^0 [K_1^0 (K_1^0)]$$

et se référant au tableau 18 :

$$N^0 [K_1^0 (K_1^0)] = \frac{4}{9} \langle P_B (K_1^0) \rangle [1 + 2 \langle P_C (K_1^0) \rangle] N^P [K_1^0 K_1^0]$$

où $\langle P_B (K_1^0) \rangle$ = probabilité moyenne de désintégration des K_1^0 dans la zone B

$\langle P_C (K_1^0) \rangle$ = probabilité moyenne de désintégration des K_1^0 dans la zone C

$$N^P [K_1^0 K_1^0] = \sum_{i=1}^{N^0 [K_1^0 K_1^0]} \frac{9}{4} \left\{ \frac{1}{[P_B (K_1^0)]_1 [P_B (K_1^0)]_2} \right\}_i$$

= nombre total de paires $K_1^0 K_1^0$ produites .

Définissant :

$$N^P [K_1^0 K_2^0] = \text{nombre total de paires } K_1^0 K_2^0 \text{ produites}$$

on peut écrire, en se référant au tableau 19 :

$$N^P [K_1^0 K_2^0] = \frac{3}{2} \frac{N^0 [K_1^0 K_2^0]}{\langle P_B (K_1^0) \rangle}$$

Enfin, utilisant la relation 2.1, conjointement avec le facteur f déterminé plus loin, il est maintenant possible d'évaluer $\sigma (p K_1^0 K_1^0 \pi^-)$, $\sigma (p K_1^0 K_2^0 \pi^-)$ et partant $\sigma (p K^0 \bar{K}^0 \pi^-)$. Le résumé de ces calculs se trouve au tableau 20. Les nombres d'événements N^0 des deux premières lignes sont des données expérimentales tandis que les N^0 des deux dernières lignes sont le résultat des calculs.

Il est intéressant de constater que les sections efficaces $\sigma (K_1^0 K_1^0) = (17 \pm 5) \mu b$ et $\sigma (K_1^0 K_2^0) = (22 \pm 7) \mu b$ sont compatibles avec l'hypothèse

$$\sigma (K_1^0 K_1^0) = \frac{1}{2} \sigma (K_1^0 K_2^0)$$

Ceci se reflète aussi dans la section efficace

$$\sigma (K^0 \bar{K}^0) = 4\sigma (K_1^0 K_1^0) = (68 \pm 20) \mu b$$

compatible avec

$\sigma (K^0 \bar{K}^0) = (56 \pm 9) \mu b$, calculée sans faire appel à cette hypothèse.

2) Perte d'événements au dépouillement

Dans cette expérience, il fut tenu compte de deux causes systématiques de perte d'événements au dépouillement. Il a déjà été question plus haut (voir paragraphe b) du problème des désintégrations survenant trop près de l'apex de production pour en être distinguées facilement. Il reste à traiter des pertes aléatoires d'événements dues à la monotonie, à la fatigue, à la négligence, etc... au moment du dépouillement des clichés.

A cette fin, trois rouleaux des films de la C.B.H. 2,00 m, comportant un total de 2 169 clichés, ont été soumis à un deuxième dépouillement indépendant. L'efficacité de dépouillement [20] a pu ainsi être estimée à $(94 \pm 2) \%$

C - Résultats

1) Section efficace par événement

Vu la qualité médiocre des clichés de B.H.B.C. 1,50 m il a été décidé de calculer les sections efficaces en se basant uniquement sur ceux de la C.B.H. 2 m traités à Saclay, soit un lot de 30 576 clichés comprenant, dans un volume fiduciel de $112 \times 49 \times 45 \text{ cm}^3$, un nombre total d'événements estimé à 48 600.

La section efficace par événement et le facteur f définis plus haut par les relations 2.2 et 2.3 deviennent donc :

$$\rho = \frac{\sigma_{\pi^-p}}{N_{\pi^-p}} = (0.545 \pm 0.029) \mu b / ev^t$$

$$f = \rho / E = (0.58 \pm 0.03) \mu b / ev^t$$

les erreurs citées étant statistiques.

2) Sections efficaces

a) Réactions individuelles

Le tableau 21 présente les sections efficaces des $0B2V^0$, le tableau 22, celles des $2BV^0$ et $2BV^0V$ et le tableau 23, celles des $4BV^0V$.

La première colonne donne le canal observé par désintégration de ou des particules étranges placées dans la deuxième colonne. MM désigne la masse manquante des événements à multineutres.

N_i^0 représente le nombre d'événements du canal i mesurés dans le volume d'observation après coupure de ceux dont un ou l'autre V^0 , selon le cas, se trouve dans la zone A définie plus haut. Rappelons qu'un événement ambigu entre deux ou plusieurs hypothèses est pondéré par l'inverse du nombre d'hypothèses qu'il admet.

N_i^P désigne le nombre d'événements, du canal i , produits; il est égal à :

$$N_i^P = \sum_{j=1}^{N_i^0} PG_{ij}$$

où PG_{ij} est le poids global de l'événement j du canal i . Son rapport d'observabilité R_i , figurant dans la troisième colonne, est compris dans le poids PG_{ij} .

Enfin, on trouve dans la dernière colonne les sections efficaces, σ_i du canal i , et les erreurs statistiques correspondantes.

Un certain nombre de remarques sur le contenu de ces tableaux s'impose.

Les sections efficaces des canaux à Σ^+ sont données à titre indicatif. En particulier, la statistique est trop faible pour qu'il soit possible de baser celles des Σ^+ uniquement sur les événements signés par des $\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+$, comme c'en est la pratique à plus basse énergie afin de s'affranchir des pertes de $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$ au dépouillement. Quant au canal $\Sigma^- K^0 \pi^+$, aucun événement $2BV^0 V^-$ n'ayant ajusté cinématiquement cette réaction, il a été exceptionnellement fait appel aux événements $2BV^-$ pour une estimation de sa section efficace.

Les ambiguïtés entre Σ^0/Λ^0 n'ont pas été levées. La pondération de chaque événement par le nombre d'hypothèses qu'il admet, en tient compte. De plus, les canaux $\Lambda^0 K^0$ et $\Sigma^0 K^0$, $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ et $\Sigma^0 K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, sont regroupés et notés $Y^0 K^0$ et $Y^0 K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ respectivement, car le nombre de leurs événements est très faible.

Certains canaux, tels $\Lambda^0 K^0$, $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ et $\Sigma^0 K^0 \pi^+ \pi^-$, sont observés par la désintégration d'un ou de deux V^0 . A partir de chaque manifestation différente, dont l'expression donnant sa probabilité se trouve au tableau 17, il est possible de calculer indépendamment le nombre N_i^D d'événements produits. Un coup d'oeil sur le tableau 24 montre bien que ces déterminations sont incompatibles entre elles, vu les divers biais et contaminations inhérentes aux configurations à 1 seul V^0 . Le tableau XVIII chez O. DAHL et al [21] montre que ce problème devient plus aigu avec l'énergie incidente croissante. Dans cette expérience, l'ajustement cinématique d'un événement à 1 seul V^0 observé est beaucoup moins contraignant, le laissant souvent ambigu entre plusieurs hypothèses, y compris surtout celles à multi-

neutres. C'est pourquoi, les déterminations de section efficace à retenir sont celles basées sur les événements les plus sûrs, ceux à $2V^0$ mesurés. Ce sont celles inscrites aux tableaux 21 et 22.

Utilisant les travaux de O. DAHL et al [17], R. ERLICH et al [13], A. BIGI et al [22], et D. CRENNEL et al [23 et 24] les sections efficaces des canaux 2 et 3 du tableau 21, 1 à 17 du tableau 22, et 1 et 2 du tableau 23, sont portées sur les figures 9, 10 et 11. ERLICH, BIGI et CRENNEL n'apportent pas de sections efficaces pour tous les canaux envisagés ici. De plus, le plus souvent ils ne donnent pas d'erreur. D'autres travaux [25 à 28], traitant de la production de particules étranges par des interactions π^-p à des impulsions incidentes supérieures à 4.2 GeV/c, ne donnent pas les sections efficaces de ces canaux particuliers. Cette expérience est donc celle qui fournit ces sections efficaces à la plus haute énergie.

A partir d'impulsions incidentes vers 4 GeV/c, on remarque une décroissance rapide des sections efficaces des états finals à 3 et 4 corps, à l'exception de celles des canaux $p K_1^0 K_1^0 \pi^-$, $p K_1^0 K_2^0 \pi^-$ et $p K^0 K^- \pi^0$ qui semblent atteindre un palier. Cette remarque s'applique notamment aux réactions à 2 corps, tel l'état final $Y^0 K^0$ dont la section efficace est tombée à 8 μb . Par contre les sections efficaces des canaux à 5 corps semblent accuser une légère hausse ou demeurer constantes. Ceci n'a rien d'étonnant, vu que, d'une part la section efficace totale devient constante à haute énergie, et, que d'autre part les seuils des réactions à multiplicité plus élevée sont graduellement dépassés.

b) Sections efficaces totales.

i) Approche.

Les sections efficaces totales de production de particules étranges ont été calculées en s'inspirant de l'approche utilisée par J. W. WATERS et al. [28]. Celles d'événements comportant la production d'une paire de particules étranges, de loin les plus nombreux, sont de 3 sortes :

- 1° - Celles qui peuvent être déterminées à partir d'événements observés par la désintégration de deux particules étranges, par exemple $K_1^0 K_1^0$, $\Sigma^\pm K_1^0$, $\Lambda^0 K_1^0$
- 2° - Celles qui sont mieux estimées en se basant sur des événements à un seul V^0 observé, par exemple $\Lambda^0 K^+$, $K_1^0 K^\pm$, $K_1^0 K_2^0$
- 3° - Celles enfin qu'il est préférable de calculer en faisant appel à des hypothèses statistiques plutôt qu'à des données expérimentales insuffisantes et sujettes à caution, par exemple les événements à paires de particules chargées telles que :

$$\Sigma^+ K^+, \Sigma^- K^+, K^+ K^-.$$

Du lot des 3 264 événements à particules étranges repérés au dépouillement des 30 576 bons clichés de la C.B.H. de 2,00 m exploités à Saclay, 872 appartiennent à cette 3e catégorie et ne sont pas utilisés directement dans le calcul des sections efficaces. Le tableau 25 donne le détail de ces événements selon la configuration à laquelle ils appartiennent.

Des 2 392 événements restant, 1 436, soit 60 %, ont été mesurés, analysés, classifiés, et soumis aux coupures requises pour le calcul des sections efficaces.

Les autres 40 %, c'est à dire les événements des configurations non mesurées, ont été répartis dans les différentes classes d'événements en prenant chaque fois la proportion observée dans la configuration comparable d'événements traités complètement.

Ainsi, adoptant la notation :

N^D = nombre d'événements recueillis au dépouillement.

N^O = nombre d'événements observés après coupures des événements ne remplissant pas les conditions imposées pour le calcul des sections efficaces

on écrit par exemple :

$$N^O (4BV^O) = \frac{N^O [2BV^O]}{N^D [2BV^O]} N^D [4BV^O] = 563 \text{ év}^{ts}.$$

$$N^O [4BV^O] = \frac{N^O [2BY^O]}{N^O [2BV^O]} N^O [4BV^O] = 252 \text{ év}^{ts}.$$

et ainsi de suite. Le tableau 26 récapitule le résultat de cette répartition des événements ayant servi à la détermination des sections efficaces **totales**.

Les événements à plus de 6 branches à la production ou à plus de 2V sont peu nombreux. Parmi les premiers, ceux ayant une configuration analogue à celles retenues pour le calcul des sections efficaces de paires de particules étranges, c'est-à-dire à V^O , à $2V^O$, et à $V^O V^\pm$, sont pris en charge par un facteur correctif affectant les sections efficaces de production de paires de particules. Les deuxièmes seront pris en considération dans le calcul de la section efficace totale de production de particules étranges.

Ainsi, on est amené à définir deux facteurs correctifs supplémentaires. Le premier f_1 , s'appliquant aux événements à production de paire de particules étranges comprend :

- 1° - Une correction de $(6 \pm 2)\%$ pour les pertes au dépouillement.
- 2° - Une correction de $(2,9 \pm 0,6)\%$ tenant compte des événements non-mesurables.
- 3° - Une correction de $(1,7 \pm 0,3)\%$ pour tenir compte des événements à plus de 6 branches, trop peu nombreux pour être répartis selon les différentes classes de paires de particules.

Le facteur multiplicatif f_1 s'écrit :

$$f_1 = [(100 + 11) \pm 3] \%$$

$$f_1 = 1,11 \pm 0,03$$

Le facteur correctif f_2 ne servira qu'à estimer la production d'événements comportant soit plus d'une paire de particules étranges, soit la production de particules étranges rares, telles des $\bar{\Lambda}^0$, Ξ^- , etc... Il comprend :

- 1° - Une correction de $(1,0 \pm 0,2) \%$ pour les événements à plus de 2V.
- 2° - Une correction de $(2,4 \pm 0,5) \%$, estimée à partir des $2BV^0$ et $2BV^0V$ mesurés et analysés, pour tenir compte de la production de $\bar{\Lambda}^0$, Ξ^- etc... Il s'écrit donc :

$$\begin{aligned} f_2 &= [(100 + 3,4) \pm 0,7] \% \\ f_2 &= 1,034 \pm 0,007 \end{aligned}$$

Ce dernier facteur permet d'écrire la section efficace totale de production de particules étranges :

$$\begin{aligned} \sigma_{TOT} [P.E.] &= \sigma [YK] + \sigma [K\bar{K}] + \sigma [>2V] + \sigma [\bar{\Lambda}^0, \Xi^-, \text{etc.}] \\ &= f_2 \left\{ \sigma [YK] + \sigma [K\bar{K}] \right\} \end{aligned}$$

ii) Section efficace totale des paires YK

La section efficace $\sigma [YK]$ est donnée par :

$$\sigma [YK] = \sigma [Y^0 K^0] + \sigma [Y^0 K^+] + \sigma [Y^+ K^0] + \sigma [Y^+ K^+]$$

en posant :

$$\sigma [Y^0 K^0] = 2\sigma [Y^0 K_1^0]$$

$$\sigma [Y^+ K^0] = 2\sigma [Y^+ K_1^0]$$

$$\sigma [Y^+ K^+] = \sigma [Y^+ K^0]$$

Les deux premières relations supposent qu'il y a autant de paires $Y^0 K_1^0$ que de paires $Y^0 K_2^0$ produites, la dernière autant de paires $Y^+ K^+$ que de paires $Y^+ K^0$, c'est à dire que l'indépendance de charge est respectée dans cette production.

Les sections efficaces $\sigma [Y^0 K^0]$ et $\sigma [Y^\pm K^0]$ estimées directement à partir de $N^0 [Y^0 K_1^0]$ et $N^0 [\Sigma^\pm K_1^0]$ affectés des poids et des facteurs correctifs, bien entendu, donnent :

$$\sigma [Y^0 K^0] = (438 \pm 44) \mu b$$

$$\sigma [Y^+ K^0] = \sigma [\Sigma^+ K^0] = (75 \pm 14) \mu b$$

$$\sigma [Y^- K^0] = \sigma [\Sigma^- K^0] = (62 \pm 12) \mu b$$

$$\sigma [Y^\pm K] = \sigma [Y^\pm K^0] + \sigma [Y^\pm K^+] = (274 \pm 38) \mu b$$

La section efficace $\sigma [Y^0 K^+]$ a été calculée en se basant à la fois sur $N^0 [Y^0]$ et $N^0 [Y^0 K_1^0]$. En effet, définissant $N^0 [Y^0(K^0)]$, le nombre observé de paires $Y^0(K^0)$, le K^0 ne se désintégrant pas en mode chargé dans la zone d'observation, on peut écrire,

$$N^0 [Y^0] = N^0 [Y^0 K^+] + N^0 [Y^0(K^0)]$$

connaissant déjà $\sigma [Y^0 K^0]$, on calcule $N^0 [Y^0(K^0)]$, d'où l'on en déduit $N^0 [Y^0 K^+]$, et partant $\sigma [Y^0 K^+]$. On obtient ainsi :

$$\sigma [Y^0 K^+] = (372 \pm 42) \mu b$$

et enfin :

$$\sigma [Y K] = (1,08 \pm 0,07) mb$$

iii) Section efficace totale des paires $K \bar{K}$

Les problèmes inhérents au calcul des sections efficaces des paires de $K \bar{K}$ ont déjà été évoqués et traités plus haut à l'occasion de l'état final $p K^0 \bar{K}^0 \pi^-$ pris en exemple. On évite l'hypothèse :

$$\sigma [K_1^0 K_1^0] = \frac{1}{2} \sigma [K_1^0 K_2^0]$$

en procédant comme suit. On suppose d'abord :

$$\sigma [K^+ K^-] = \sigma [K^0 \bar{K}^0]$$

$$\sigma [K^0 \bar{K}^0] = \sigma [K_1^0 K_1^0] + \sigma [K_2^0 K_2^0] + \sigma [K_1^0 K_2^0]$$

$$\sigma [K_1^0 K_1^0] = \sigma [K_2^0 K_2^0]$$

Ensuite on écrit :

$$\begin{aligned}\sigma [K \bar{K}] &= \sigma [K^0 \bar{K}^0] + \sigma [K^+ K^-] + \sigma [\bar{K}^0 K^+] + \sigma [K^0 K^-] \\ &= 4\sigma [K_1^0 K_1^0] + 2\sigma [K_1^0 K_2^0] + \sigma [K_1^0 K^+] + \sigma [K_1^0 K^-] + \\ &\quad \sigma [K_2^0 K^+] + \sigma [K_2^0 K^-]\end{aligned}$$

ce qui peut s'écrire :

$$\begin{aligned}\sigma [K \bar{K}] &= 4\sigma [K_1^0 K_1^0] + 2\sigma [X] \\ \text{où } \sigma [X] &= \sigma [K_1^0 K^+] + \sigma [K_1^0 K^-] + \sigma [K_1^0 K_2^0] \\ &= \sigma [K_2^0 K^+] + \sigma [K_2^0 K^-] + \sigma [K_1^0 K_2^0]\end{aligned}$$

La section efficace $\sigma [K_1^0 K_1^0]$ déterminée à partir de $N^0 [K_1^0 K_1^0]$, c-à-d des événements où les deux K_1^0 sont mesurés, donne :

$$\sigma [K_1^0 K_1^0] = (163 \pm 19) \mu\text{b}$$

La section efficace $\sigma [X]$ se calcule en faisant appel à la fois à $N^0 [K_1^0]$, $N^0 [K_1^0 K_1^0]$ et $N^0 [Y^0 K_1^0]$. En effet, plaçant entre parenthèses les particules étranges non mesurées, on écrit :

$$N^0 [K_1^0] = N^0 [K_1^0(Y^0)] + N^0 [K_1^0(K_1^0)] + N^0 [X]$$

$$\text{où } N^0 [X] = N^0 [K_1^0 (K^+)] + N^0 [K_1^0 (K^-)] + N^0 [K_1^0 (K_2^0)]$$

Connaissant déjà $N^0 [K_1^0]$, on calcule $N^0 [K_1^0(Y^0)]$ et $N^0 [K_1^0(K_1^0)]$ en se basant respectivement sur $N^0 [Y^0 K_1^0]$ et $N^0 [K_1^0 K_1^0]$ connus expérimentalement. On en déduit donc $N^0 [X]$ et on obtient :

$$\sigma [X] = (637 \pm 49) \mu\text{b}$$

et finalement :

$$\sigma [K \bar{K}] = (1,93 \pm 0,12) \text{ mb}$$

iv) Conclusion : Section efficace totale σ_{tot} (P.E.)

En possession de $\sigma [Y K]$, $\sigma [K \bar{K}]$, et du facteur correctif f_2 , il est maintenant possible d'estimer $\sigma_{\text{tot}}(\text{PE})$, la section efficace totale de production de particules étrangères :

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{tot}}(\text{PE}) &= f_2 \left\{ \sigma [Y K] + \sigma [K \bar{K}] \right\} \\ &= (3,1 \pm 0,2) \text{ mb}\end{aligned}$$

Les sections efficaces $\sigma [Y^0 K]$, $\sigma [Y^\pm K]$, $\sigma [K \bar{K}]$, et $\sigma_{\text{tot}}(\text{PE})$, sont portées sur les figures 12, compilation de J. W. WATERS et al. [29]. Elles y prennent place correctement, confirmant l'allure générale de la variation des sections efficaces en fonction de l'impulsion du π^- incident.

Le tableau 27 récapitule les sections efficaces totales de production déterminées et les hypothèses utilisées à cette fin. Les erreurs citées sont statistiques.

II - RESONANCES : INVENTAIRE

Dans le but de connaître le rôle joué par des états finals résonnants, il a été procédé à un inventaire systématique des résonances produites au cours de réactions particulières à 3, 4 et 5 corps dans l'état final. Il a également paru intéressant de scruter les spectres de masses $\Lambda^0 K_1^0$ et $K_1^0 K_1^0$ regroupant tous les événements où les $2V^0$ ont été mesurés, y compris les événements classés parmi les multineutres.

Les événements demeurés ambigus entre plusieurs hypothèses sont portés sur ces distributions en les affectant d'un poids inversement proportionnel au nombre d'hypothèses acceptables.

A - Réactions particulières.

L'inventaire des résonances présentées dans les réactions particulières a été entrepris en étudiant avec soin les spectres de masses équivalentes de toutes les combinaisons de particules. Chaque distribution fut étudiée 2 fois en décalant de $20 \text{ MeV}/c^2$ son origine afin de mieux s'assurer de la réalité des bosses observées. Un pas de $40 \text{ MeV}/c^2$ a été adopté pour toutes les distributions.

Le cas échéant, à l'aide de diagrammes à deux entrées, il fut vérifié que les pics constatés n'étaient pas dus à des reflets cinématiques d'une résonance sur d'autres combinaisons de particules.

La recherche de résonances à trois particules ou plus s'est avérée complètement infructueuse, leurs spectres de masse ne révélant aucune structure intéressante. Par contre, les spectres de masse des paires de particules permettent souvent de reconnaître la présence de résonances bien connues. Ils seront donc présentés systématiquement pour chacune des réactions à 3 corps, 4 corps et 5 corps dans l'état final.

Dans les cas favorables les sections efficaces des résonances observées seront déterminées en retranchant un fond tracé à la main, l'erreur citée étant uniquement statistique.

1) Réactions à 3 corps

Parmi les réactions à 3 corps observées au cours de cette expérience, deux possèdent des spectres de masses méritant une analyse malgré leur faible nombre d'événements :

$$1.1 \quad \pi^- p \rightarrow p K^0 K^- \quad 17 \text{ événements}$$

$$1.2 \quad \pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- \quad 28 \text{ événements}$$

1.1 - Réaction $\pi^- p \rightarrow p K^0 K^-$

Cette réaction revêt un intérêt particulier dû au fait qu'elle offre la possibilité d'observer le A_2^- en $K^0 K^-$ et ainsi de compléter une étude [32] du A_2^- en $e^- \pi^-$ et $\gamma \pi$ basée sur la même prise de clichés et qui avait permis de déterminer la section efficace

$$\sigma (\pi^- p \rightarrow p A_2^- \xrightarrow{e^- \pi^-}) = 51 \pm 16 \mu b$$

En entreprenant cette expérience sur la production des particules étranges dans les mêmes interactions $\pi^- p$ à 11 GeV/c, on espérait donc pouvoir déterminer la section efficace

$$\sigma (\pi^- p \rightarrow p A_2^- \xrightarrow{K^0 K^-})$$

et surtout le rapport d'embranchement de ces deux modes de désintégration du A_2^- .

Les spectres de masse (figure 13) de notre réaction laissent percer deux accumulations, une première isolée, justement dans la région du A_2^- , et une deuxième vers 3800 MeV/c² en $p K^-$. En faisant appel au diagramme de Dalitz (fig. 14), on constate que deux événements (hachurés sur les figures) sont communs aux deux accumulations. Si l'on considère qu'ils appartiennent en réalité au A_2^- se reflétant cinématiquement en $p K^-$, on peut procéder à une évaluation de la section efficace du A_2^- . Compte tenu que l'espace de phase statistique prévoit environ un événement dans la région de A_2^- , il en reste 4 pour le A_2^- , et on obtient donc

$$\sigma (\pi^- p \rightarrow p A_2^- \xrightarrow{K^0 K^-}) = 3,5 \pm 2,5 \mu b$$

et le rapport d'embranchement :

$$\frac{\Gamma(A_2 \rightarrow K^0 K^-)}{\Gamma(A_2 \rightarrow \rho^0 \pi^-)} = 0,07 \pm 0,06$$

ce qui est compatible avec la valeur des tables [31] . Les erreurs citées sont uniquement statistiques.

Quant à l'accumulation en pK^- vers $3800 \text{ MeV}/c^2$, et donc dans une région non couverte par les tables de résonances, il n'est pas possible de poursuivre plus loin, car sur ces 6 événements, 2 sont communs avec le A_2^- et 2 autres sont partagés avec une accumulation d'égale importance (3 événements) vers $2060 \text{ MeV}/c^2$ en pK^0 .

1.2 - Réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^-$

Les spectres de masses (figure 15) montrent la présence d'une seule résonance, le K^* (892) dont la section efficace peut être estimée à :

$$\sigma [\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^* (892)] = 2,1 \pm 1,2 \text{ } \mu\text{b}$$

L'absence de résonances en $\Lambda^0 \pi^-$, en particulier du $\Sigma(1385)$, n'a rien d'étonnant, au contraire, car sa formation exigerait soit l'échange exotique d'un méson étrange à double charge, soit l'échange d'un baryon, deux mécanismes peu probables illustrés par les deux diagrammes suivants :



La statistique limitée ne permet pas de s'assurer d'un signal en $\Lambda^0 K^+$ quoiqu'une accumulation semble vouloir poindre vers la masse du $N^*(1700)$ et du $N^*(1780)$.

2) Réactions à 4 corps

Les résonances ont été recherchées dans les réactions à 4 corps qui suivent :

2.1	$\pi^- p \rightarrow p K^0 K^- \pi^0$	59 événements
2.2	$\pi^- p \rightarrow p K^0 \bar{K}^0 \pi^-$	87 événements
2.3	$\pi^- p \rightarrow n K_1^0 K^+ \pi^+$	53 événements
2.4	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$	95 événements
2.5	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$	128 événements

2.1 Réaction $\pi^- p \rightarrow p K^0 K^- \pi^0$

Les figures 16 présentent les spectres de masse des différentes combinaisons de deux particules de cette réaction. Un seul signal net se manifeste. Il s'agit du $K^*(892)$ en $K^0 \pi^0$ dont la section efficace s'évalue à :

$$\sigma (K^*(892) \rightarrow K^0 \pi^0) = 11 \pm 4 \mu b$$

On constate une accumulation aussi bien en $K^0 \pi^0$ qu'en $K^- \pi^0$ à la place du $\chi(725)$ retiré des tables depuis 1967 [33]. Enfin le A_2^- présent dans la réaction à 3 corps $p K^0 K^-$ ne parvient pas ici à émerger clairement des fluctuations statistiques.

2.2 Réaction $\pi^- p \rightarrow p K^0 \bar{K}^0 \pi^-$

Les figures 17 regroupent les spectres de masse des paires de particules des réactions

$\pi^- p \rightarrow p K_1^0 K_1^0 \pi^-$	17 événements (2a)
$\pi^- p \rightarrow p K_1^0 (K^0) \pi^-$	70 événements (2b)

Les deux K^0 ont été observés dans la réaction (2a) tandis qu'un seul des K^0 de la réaction (2b) l'a été, l'autre étant ajouté au cours de l'ajustement cinématique.

Les spectres de masse auxquels participe le proton ne laissent voir aucune structure nette. Par contre, les autres ont un intérêt indéniable.

D'abord celui du $K^0\bar{K}^0$ (fig. 17a) contient deux clairs signaux en début de distribution, le premier se situant à la place du $\eta(1060)$ et le deuxième dans la région du $B(1235)$, du $f(1260)$ et du $A_2(1280)$, sans qu'il soit possible de préciser davantage. Il a été vérifié à l'aide de diagrammes à deux entrées, que ces deux pics ne s'expliquent pas par des reflets cinématiques.

Comme le laissent voir les figures 17f) et 17g), le $K^*(892)$ se forme aussi avec le (K^0) ajouté au cours de l'ajustement cinématique de la majorité de ce lot d'événements, tandis que les signaux dans les zones du $\chi(725)$ et du $K^*(1460)$ sont propres aux combinaisons auxquelles participe un K_1^0 mesuré. Comptant comme un "demi-événement" ceux dont chacun des deux K^0 forme avec le π^- une masse équivalente se plaçant dans la zone de l'une ou l'autre des résonances, les sections efficaces suivantes ont été déterminées, le fond étant estimé à la main :

$$\begin{aligned}\sigma [\chi(725) \rightarrow K^0\pi^-] &= 6 \pm 3 \mu\text{b} \\ \sigma [K^*(892) \rightarrow K^0\pi^-] &= 18 \pm 9 \mu\text{b} \\ \sigma [K^*(1420) \rightarrow K^0\pi^-] &= 8 \pm 4 \mu\text{b}\end{aligned}$$

2.3 - Réactions $\pi^-p \rightarrow nK_1^0 K^+ \pi^-$

Les spectres de masse de ces deux réactions, même regroupées, ne présentent aucune structure à l'exception du $K^*(892)$ qui parvient à percer aussi bien en $K_1^0 \pi^-$ qu'en $K^+ \pi^-$ (figure 18). Cette absence presque complète de structure n'a rien d'étonnant si on considère que seulement 21 événements de cette réaction sont non-ambigus.

2.4 Réaction $\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$

Les spectres de masse (figures 19) des paires de particules appartenant à cette réaction permettent de constater la production du $K^*(892)$ en $K^+ \pi^-$ et en $K^+ \pi^0$, ainsi qu'un faible signal en $\Lambda^0 \pi^0$ peut-être dû au $\Sigma(1385)$ légèrement déplacé et aussi le début d'une accumulation vers le $\chi(725)$ en $K^+ \pi^0$. Les spectres de masses de 3 particules ne laissent voir aucune structure autre que les reflets cinématiques.

L'étude de diagrammes à deux entrées a permis en plus de s'assurer qu'au maximum 2 événements étaient communs aux deux manifestations du $K^*(892)$. On peut donc tenter un calcul des sections efficaces et on obtient :

$$\sigma (K^*(892) \rightarrow K^+ \pi^-) = 4 \pm 2 \mu b$$

$$\sigma (K^*(892) \rightarrow K^+ \pi^0) = 3,0 \pm 1,5 \mu b$$

Il a pu être vérifié aussi qu'au plus 2 événements sont candidats à la réaction quasi deux corps

$$\pi^- p \rightarrow \begin{array}{cc} \Sigma(1385)^0 & K^*(892)^0 \\ \downarrow \Lambda^0 \pi^0 & \downarrow K^+ \pi^- \end{array}$$

Enfin, il est à noter qu'ici comme dans la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^-$, on ne voit pas de signal en $\Lambda^0 \pi^-$, ce qui est une fois de plus une indication de l'absence de diagrammes d'interactions impliquant soit l'échange d'un méson à charge positive double soit l'échange d'un baryon étrange.

2.5 Réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$

Les figures 20 présentent les spectres de masse des paires de particules de cette réaction. Trois résonances bien connues se manifestent suffisamment clairement pour justifier la détermination de leur section efficace :

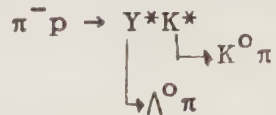
$$\sigma (\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi^+) = (1,1 \pm 0,6) \mu b$$

$$\sigma (K^*(892) \rightarrow K^0 \pi^+) = (2,7 \pm 1,2) \mu b$$

$$\sigma (\rho^0(765) \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (2,5 \pm 1,2) \mu b$$

Grâce à l'inspection de diagrammes à deux entrées, il a pu être établi d'une part que les événements participant à ces trois résonances étaient, à un ou deux près, tous différents, et d'autre part que les accumulations vers 1360 en $\Lambda^0 \pi^-$, vers 1960 en $\Lambda^0 K^0$, et vers 880 et 1400 en $K^0 \pi^-$ sont dues à des reflets cinématiques des trois résonances reconnues. Le faible signal vers le $N^*(1700)$ en $\Lambda^0 K^0$ peut s'expliquer partiellement par un reflet cinématique du $\Sigma(1385)$ en $\Lambda^0 \pi^+$.

L'interprétation de ce canal par une réaction à quasi 2 corps du type



est exclue par la constatation de l'absence de signaux valables en $\Lambda^0 \pi^-$ aussi bien qu'en $K^0 \pi^-$.

Cette absence de signal en $\Lambda^0 \pi^-$ a d'ailleurs été remarquée également dans les réactions traitées plus haut, soit $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^-$ et $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$.

3) Réactions à 5 corps

Au cours de cette expérience, cinq réactions à 5 corps ont été observées. L'inventaire des résonances a été effectué pour les 3 suivantes :

3.1 (a)	$\pi^- p \rightarrow p K_1^0 K_1^0 \pi^- \pi^0$	17,5 événements
3.1 (b)	$\pi^- p \rightarrow n K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	24,5 événements
3.2	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	42 événements

3.1 Le canal $\pi^- p \rightarrow n K_1^0 K_1^0 \pi \pi$

L'inspection des spectres de masse des réactions 3.1 (a) et 3.1 (b) même regroupés ne montre aucune structure notable sinon en $K_1^0 \pi$ où le $K^*(892)$ et peut-être aussi le $\chi(725)$ se manifestent. Les figures 21 présentent les spectres de masse regroupés des différentes combinaisons de deux particules.

3.2 Réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$

Les spectres de masse de cette réaction ne sont pas dépourvus d'intérêt malgré le nombre limité d'événements. Ceux des combinaisons de paires de particules sont présentés à la fois individuellement et regroupés en négligeant la charge d'un complexe semblable (voir figures 22). On peut y discerner le $N(1860)$ en $\Lambda^0 K_1^0$, le $\Sigma(1385)$ et le $\Sigma(2030)$ en $\Lambda^0 \pi$ apparemment sous les trois états de charges, le $K^*(892)$ et encore une fois un signal vers le $\chi(725)$ en $K_1^0 \pi$ et le $\rho(765)$ en $\pi \pi$. Il a été vérifié, en utilisant des

diagrammes à deux entrées, que dans le cas des spectres de masse regroupés, les pics de l'un ne pouvaient rendre compte des résonances reconnues dans les autres. Il a été également vérifié que l'accumulation vers 1385 en $\Lambda^0 \pi^-$ pouvait être attribuée à des reflets cinématiques du K^{*-} , du ρ^0 et du ρ^- . Le $\Sigma(1385)$ en $\Lambda^0 \pi^-$ serait donc illusoire et cette réaction à 5 corps se comporterait sous cet aspect de la même manière que ses analogues à 3 et 4 corps.

B - Systèmes $Y^0 K_1^0$ et $K_1^0 K_1^0$

L'avantage de ces deux systèmes consiste dans le fait que d'une part, ils permettent de regrouper des réactions qui, prises séparément, offrent trop peu d'événements, et que d'autre part, les deux V^0 ayant été mesurés, ils sont plus sûrs que les événements où une des particules étranges a été ajoutée cinématiquement.

1) Système $Y^0 K_1^0$

L'ambiguïté entre les Σ^0 et les Λ^0 ne pouvant être levée, surtout chez les événements classés parmi les multineutres, une contamination en Σ^0 / Λ^0 est inévitable.

L'analyse a d'abord porté sur les $2B2V^0$ dont les canaux suivants apportent leur contribution au spectre de masse $Y^0 K_1^0$ (figures 23)

1. $\pi^- p \rightarrow Y^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	23,5 événements
2. $\pi^- p \rightarrow Y^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	41,5 événements
3. $\pi^- p \rightarrow Y^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (MM)$	74,5 événements
Total	139,5

Les fig. 23b) à 23d) montrant les spectres de masse $Y^0 K_1^0$ de chaque canal permettent de constater que les deux accumulations observées, l'une vers le $N^*(1700)$ et l'autre vers le $N(1860)$ proviennent surtout du canal 3. Il a été vérifié qu'elles n'étaient pas dues à des reflets cinématiques du $K^*(892)$ et du $\Sigma(1385)$ en coupant respectivement les événements se trouvant dans les bandes de ces résonances

définies par les limites suivantes :

$$0,867 \leq M(K_1^0 \pi) \leq 0,917 \quad \text{GeV}/c^2$$

$$1,369 \leq M(\Lambda^0 \pi) \leq 1,401 \quad \text{GeV}/c^2$$

Au contraire l'effet de ces coupures est de dégager les signaux comme la partie hachurée de la figure 23a le montre.

Les caractéristiques du spectre de masse $\Lambda^0 K_1^0$ sont confirmées par l'addition des $0B2V^0$ et surtout des $4B2V^0$ (figures 23e, 23f et 23g).

2) Système $K_1^0 K_1^0$

Les systèmes $K\bar{K}$, en particulier $K_1^0 K_1^0$, suscitent un intérêt indéniable [34]. Il a donc semblé opportun de regrouper en un premier temps les spectres de masse $K_1^0 K_1^0$ de tous les $2B2V^0$, c'est-à-dire des canaux suivants :

1. $\pi^- p \rightarrow p K_1^0 K_1^0 \pi^-$	17,5 événements
2. $\pi^- p \rightarrow p K_1^0 K_1^0 \pi^- \pi^0$	24,5 événements
3. $\pi^- p \rightarrow n K_1^0 K_1^0 \pi^- (\text{MM})$	16,5 événements
4. $\pi^- p \rightarrow n K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	17,5 événements
5. $\pi^- p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (\text{MM})$	34 événements
Total	109,5

Les figures 24 donnent à la fois le spectre de masse total et ceux des canaux y contribuant. Elles permettent ainsi de se rendre compte que les canaux à multineutres 3 et 5 sont responsables en grande part de l'accumulation vers le η (1060) tandis que la deuxième vers le f^0 (1260) est surtout due aux canaux 2 et 5.

Si l'on retire les événements dont un ou l'autre des K_1^0 se trouve dans la bande du $K^*(892)$ définie par

$$0,867 \leq M(K_1^0 \pi) \leq 0,917 \quad \text{GeV}/c^2$$

on obtient la distribution hachurée sur la figure 24a). Les deux pics ne sont donc pas dus à des reflets cinématiques des $K^*(892)$ produits dans ces mêmes canaux. On peut tenter une détermination de leurs sections efficaces :

$$\sigma (\eta (1060) \rightarrow K_1^0 K_1^0) = 22 \pm 6 \mu\text{b}$$

$$\sigma (f^0(1260) + A_2(1300)) \rightarrow K_1^0 K_1^0 = 22 \pm 6 \mu\text{b}$$

Ainsi, il semble bien que la production de résonances dans ces canaux est importante, représentant environ 50 % des événements $2B2K_1^0$.

Le spectre de masse $K_1^0 K_1^0$ des $OB2V^0$ ne présente pas de structure (fig. 24h). Celui des $4B2V^0$ (fig. 24i) par contre, apporte une contribution non négligeable au pic vers le $f^0(1260)$ du spectre de masse $K_1^0 K_1^0$ regroupant tous les événements à $2V^0$ mesurés (fig. 24g). Cette dernière distribution est notablement différente de celle obtenue à 25 GeV/c [39] qui observe un creux vers le $f^0(1260)$ et une large bosse vers le $A_2(1300)$.

C - Récapitulation

Dans le but de faciliter la comparaison des états résonnants inventoriés dans cette expérience avec ceux observés à plus basse énergie par O. DAHL et al. [35], il a semblé opportun de dresser le tableau 28. Le manque d'information dû soit au trop petit nombre d'événements, soit à des questions de seuil, est indiqué par trois points de suspension.

DAHL ayant traité globalement le canal $pK\bar{K}\pi$, il n'est pas possible de comparer en détail la production de résonances dans les réactions $pK^0 K^- \pi^0$ et $pK^0 \bar{K}^0 \pi^-$. Cependant, les figures 25, regroupant les combinaisons à deux particules du canal $NK_1^0 K\pi$ formé des réactions $pK_1^0 K^- \pi^0$, $pK_1^0 K^0 \pi^-$ et $nK^0 K^+ \pi^-$, permettent la comparaison avec les distributions (fig. 26) des canaux $nK\bar{K}\pi$ et $pK\bar{K}\pi$ données par O. DAHL et al [36]. On voit que si la production de résonances baryoniques demeure problématique dans ces canaux, par contre les mésons K s'associent volontiers soit entre eux, formant le $\eta(1060)$, soit avec les pions, formant encore plus nettement le $K^*(892)$ et aussi peut-être le $\chi(725)$, mais en $K_1^0 \pi$. Quant à l'accumulation vers 1400 MeV/c² en $K_1^0 \pi$, elle disparaît lorsque l'origine subit un décalage de 20 MeV/c².

Dans cette expérience le signal vers le $\chi(725)$ a ceci de curieux qu'il semble préférer les combinaisons où interviennent les K_1^0 mesurés, quoiqu'il existe aussi en $K^+\pi^0$ dans la réaction

$\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$. DAHL et al. observent aussi une légère accumulation vers 725 en $K\pi$ mais uniquement en $K^+\pi^-$ dans cette dernière réaction justement. Ils l'attribuent à des reflets cinématiques et à une fluctuation statistique [37] .

Revenant au tableau 28, on constate que le pourcentage d' états résonnants a tendance à diminuer avec énergie croissante. En particulier ceci est particulièrement frappant pour la résonance $\Sigma(1385)$ en $\Lambda^0 \pi^-$ pratiquement inexistante à notre énergie, comme d'ailleurs la production associée $Y^* K^*$ qui pourtant dominait à plus basse énergie [38] . Les sections efficaces des réactions particulières ayant aussi tendance également à diminuer avec énergie croissante, il en résulte que les sections efficaces des états résonnants connus diminuent encore plus rapidement.

Par conséquent, lorsqu'on monte en énergie, d'une part la section efficace totale de toutes les interactions semble atteindre un palier, et d'autre part le nombre de canaux et d'états résonnants dont le seuil est atteint augmentant, il n'est pas étonnant que leurs sections efficaces diminuent. C'est du moins ce que cette expérience confirme.

CHAPITRE III

INTERPRETATION PHYSIQUE

INTRODUCTION :

Il est bien connu que le caractère périphérique des interactions s'affirme plus nettement à mesure que l'énergie augmente. L'interprétation physique des réactions observées au cours de cette expérience s'attachera dans une première partie à montrer combien ce caractère est prépondérant dans l'ensemble des réactions. Une deuxième partie l'illustrera par l'application du modèle multipériphérique de Regge à une réaction particulière.

I - CARACTERISTIQUE GENERALE : PERIPHERISME DES INTERACTIONS.

L'accumulation d'événements aux faibles moments de transfert, qui caractérise les interactions périphériques, se reflète dans l'allure des distributions, dans le centre de masse général, des impulsions longitudinales et transverses des particules des états finals ainsi que de leur angle de production. Ces distributions, en particulier celles des impulsions longitudinales, varient fortement selon le nombre de mésons créés dans l'état final [40]. Par conséquent, dans la mesure où la statistique le permet, il faudrait présenter ces distributions pour des événements à multiplicité identiques. En l'occurrence les événements à deux branches et deux particules chargées ont été regroupés. Notons que 63% de ces événements sont classés "multineutres", et donc comportent plus de 4 particules dans l'état final. La multiplicité moyenne de π étant de 4,6 dans les interactions π^-p à 10 GeV/c [41], le lot d'événements retenu pour nos distributions (fig. 27 à 34) est relativement homogène, ayant environ 4 ou 5 mésons par réaction. Sur chaque figure on voit apparaître le nombre de particules contribuant à la distribution. L'ordonnée affiche le pourcentage afin de faciliter les comparaisons.

Les distributions des particules non-observées mais ajoutées pour l'ajustement cinématique ont également été tracées. Il s'agit en l'occurrence des (Λ^0), (n), (K^0) et (π^0) dont le symbole a été mis entre parenthèses sur les figures.

Ces figures permettent de tirer un certain nombre de constatations d'ordre qualitatif :

- 1°) Les baryons sont émis **presque** entièrement vers l'arrière (Fig. 27 et 33). Les distributions du neutron laissent voir une légère accumulation d'événements vers l'avant, attribuable, dans la mesure où elle a une signification statistique, à des mécanismes comportant des échanges baryoniques.
- 2°) Les mésons positifs tout en étant émis périphériquement, les K^+ plus nettement que les π^+ , manifestent une très légère tendance à l'émission vers l'arrière (voir Fig. 28, 29 et 34).
- 3°) Les mésons neutres et négatifs préfèrent nettement l'émission périphérique vers l'avant, surtout les π^- . Les accumulations, légèrement plus importantes vers l'arrière chez les (K^0) et (π^0) ajustés cinématiquement, sont sans doute dues à une petite contamination d'événements multineutres. (Fig. 28, 29 et 34).
- 4°) Les impulsions transverses ont toutes la même allure, reflétant le caractère périphérique des interactions, sans distinction de particule (Fig. 30, 31 et 32).

Le tableau 29, présentant les impulsions moyennes du même lot de traces dans le C. de M. de production, permet de corroborer et de compléter ces quelques remarques. La même convention qui consiste à placer entre parenthèses le symbole des particules non observées mais ajoutées cinématiquement, est appliquée. On voit ainsi que ces dernières ont tendance à adopter des impulsions supérieures en valeur absolue, ce qui pourrait s'expliquer, comme il a été suggéré plus haut, par une petite contamination de multineutres persistant dans le lot des réactions ajustées.

L'impulsion longitudinale moyenne des baryons est vers l'arrière, la plus forte étant celle du Ξ^+ et la plus faible celle du $\bar{\Sigma}^-$, ce qui suggère une corrélation entre la charge de la particule produite et la direction de la particule incidente de même charge. Ce dernier phénomène s'observe également dans le cas des mésons, les impulsions moyennes des K^+ et π^+ étant inférieures à celles des K^0 et des π^- , celles des π^- à celles des π^0 . Tout se passe donc comme si les charges avaient pour ainsi dire tendance à conserver leur direction incidente.

Les impulsions transverses moyennes sont toutes relativement faibles, autre manifestation du périphérisme des interactions étudiées ici.

II - INTERPRETATION DE LA REACTION $\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ DANS LE CADRE DU MODELE MULTIPERIPHERIQUE DE REGGE.

La section précédente a esquissé quelques arguments tendant à montrer que généralement les interactions considérées sont régies par des mécanismes périphériques. L'interprétation de réactions particulières devrait donc tenir compte de ce premier fait. La faiblesse des statistiques disponibles ne permet guère de songer à une confrontation très poussée des données expérimentales avec les prédictions des modèles.

Cependant, une application du modèle multipériphérique de Regge aux interactions π^-p à 11 GeV/c sans production de particules étranges ayant donné des résultats positifs [40], il a semblé bon d'entreprendre l'extension de cette analyse à l'une ou l'autre réaction à particules étranges. La réaction la plus riche en événements (128)

$$\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$$

a été choisi à cette fin. Elle permettra de sonder à la fois le bien fondé et les limites d'une interprétation d'un modèle de type multipériphérique aux interactions à particules étranges à notre énergie.

Le tableau 30 présente les impulsions moyennes de ces particules dans le C.M., les figures 35,36 et 37 la distribution de leurs impulsions longitudinales et transverses et leur angle de désintégration dans le C.M. Le comportement des particules de cette réaction montre sensiblement les mêmes caractéristiques que celles dégagées au paragraphe I pour l'ensemble des réactions. On remarque cependant que les π^+ et π^- sont émis davantage vers l'avant, les impulsions moyennes longitudinales étant nettement supérieures à celles des π^+ et π^- de l'ensemble des réactions.

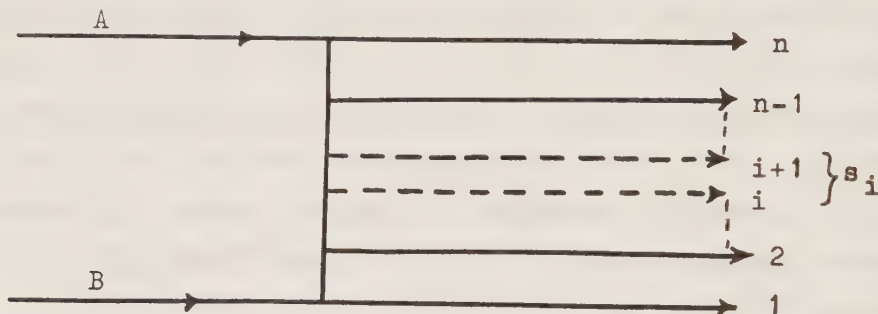
A - Modèle multipériphérique de Regge

1°) Formalisme

Selon ce modèle, la réaction à n corps dans l'état final

$$A + B \rightarrow 1 + 2 + \dots + n$$

est représentée par une série de k diagrammes du type



dont les amplitudes $A^{(m)}$ s'écrivent :

$$A^{(m)} = \prod_{i=1}^{n-1} A_i^{(m)}(s_i, t_i) \quad m = 1, 2, \dots, k$$

où $A_i^{(m)}(s_i, t_i)$ = une amplitude partielle de transition du diagramme m

$$s_i = (p_i + p_{i+1})^2 - (m_i + m_{i+1})^2$$

= énergie de transition entre les vertex i et i+1

p_i = quadri-vecteur impulsion de la particule i

m_i = masse de la particule i

$$t_i = \text{quadri-moment transféré} = (p_A - \sum_{r=1}^i p_r)^2$$

Chan Hong-Mo, J. Loskiewicz et W.W.M. Allison [42] proposent la paramétrisation suivante des amplitudes partielles :

$$(1) A_i^{(m)}(s_i, t_i) \propto \left(\frac{g_i s_i + c_2 a}{s_i + a} \right) \left(\frac{s_i + a}{a} \right)^{\alpha_i} \left(\frac{s_i + b_i}{b_i} \right)^{t_i}$$

où g_i = constante de couplage entre vertex i et $i+1$

c_2 = une constante introduite en vue de tenir compte de l'association de particules produites à des vertex voisins [43].

a = constante définissant la frontière entre les régions de basses et hautes énergies.

α_i = ordonnée à l'origine de la trajectoire de Regge échangée entre les vertex i et $i+1$.

b_i = paramètre (dépendant de t_i) de couplage de Regge.

Une réaction donnée peut être décrite par un ensemble de diagrammes construits soit en permutant l'ordre des particules soit, pour un ordre donné, en changeant une ou l'autre des trajectoires échangées. Le modèle ignore la corrélation des phases entre les diagrammes. Le carré de l'amplitude totale de la réaction représentée par k diagrammes non-corrélés s'écrira donc :

$$(2) |A|^2 = \sum_{m=1}^k |A^{(m)}|^2$$

2°) Confrontation avec l'expérience.

La confrontation avec l'expérience peut se faire de deux façons, soit en vérifiant que les distributions des particules d'une même réaction produites à plusieurs énergies différentes sont bien représentées par une même paramétrisation, soit en contrôlant qu'à une énergie donnée, cette paramétrisation représente adéquatement les distributions des particules produites, quelque soit la multiplicité de la réaction. C'est de ce deuxième mode de vérification qu'il s'agit ici.

B - Application à la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$

1°) Paramètres.

Cette application prolongeant le travail effectué par une collaboration entre les laboratoires de Gênes, Hambourg, Milan et Saclay [40], sur les réactions du type

$$\pi^- p \rightarrow N + (n-1)\pi \quad 3 \leq n \leq 7,$$

à 11 GeV/c, les mêmes paramètres devraient s'appliquer à notre cas. Ils ont donc été adoptés en y ajoutant au besoin ceux de Chan Hong-Mo et al [42]. Le tableau 31 dresse la liste de ces paramètres. Les paramètres α_{Y^*} et α_{Λ} ont été déterminés à partir de diagrammes de Chew-Frautschi.

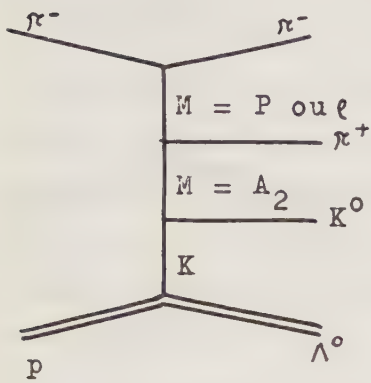
2°) Diagrammes

Les essais effectués ont fait appel aux trois groupes de diagrammes suivants définis par la position du Λ^0 . On y retrouve la même notation que celle utilisée dans la liste des paramètres (tableau 31) c'est à dire :

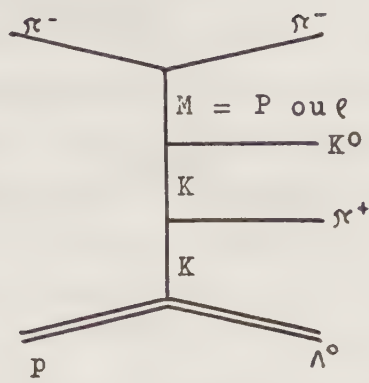
- P = échange d'un poméron
- M = échange mésonique non-étrange
 - = P ou ρ si G = + 1
 - = A_2 si G = - 1
- N = échange baryonique non-étrange
- K = échange mésonique étrange
- Y = échange hypéronique
 - = Λ si I = 0
 - = Σ si I = 1

Les diagrammes impliquant un $\Delta Q = 2$ n'ont pas été retenus. Un quatrième groupe ayant le Λ^0 émis au vertex supérieur (celui du π^- incident) n'a pas été introduit puisque très peu de Λ^0 sont émis vers l'avant comme en fait foi la fig. 37a) en particulier.

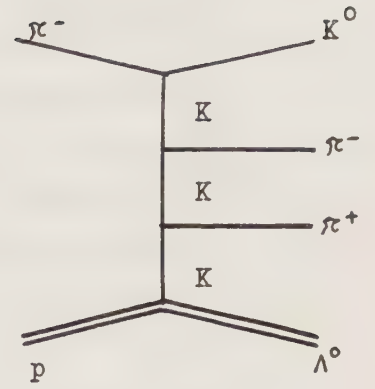
Groupe I : Λ^0 au vertex inférieur.



I.1

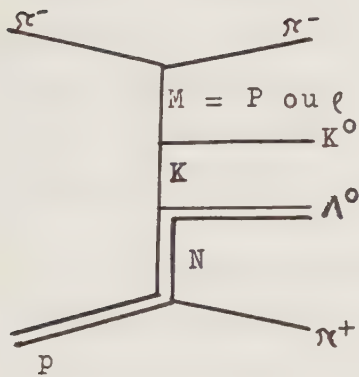


I.2

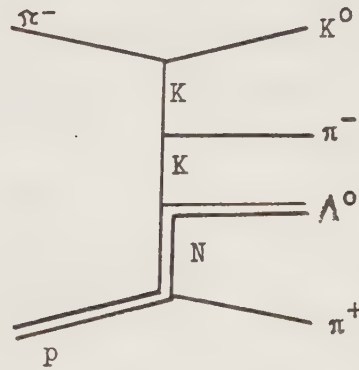


I.3

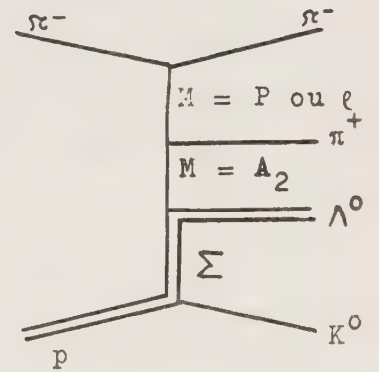
Groupe II : Λ^0 au vertex intermédiaire inférieur.



II.1

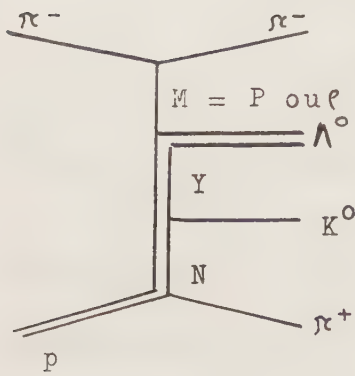


II.2

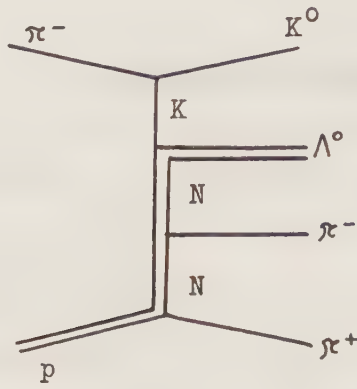


II.3

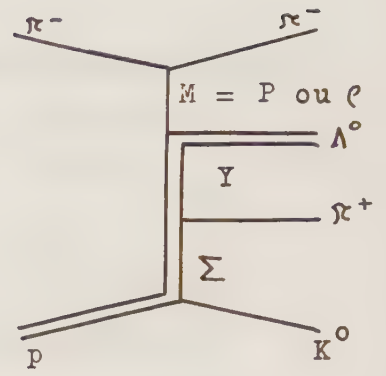
Groupe III : Λ^0 au vertex intermédiaire supérieur.



III.1



III.2



III.3

Au total, ces trois groupes de diagrammes comportent donc 19 diagrammes différents, soit :

1.	Diagramme	I.1	avec échange de P	
2.	"	I.1	"	de ℓ
3.	"	I.2	"	de P
4.	"	I.2	"	de ℓ
5.	"	I.3		
6.	"	II.1	"	de P
7.	"	II.1	"	de ℓ
8.	"	II.2		
9.	"	II.3	"	de P
10.	"	II.3	"	de ℓ
11.	"	III.1	"	de P et Σ
12.	"	III.1	"	de P et Λ
13.	"	III.1	"	de ℓ et Σ
14.	"	III.1	"	de ℓ et Λ
15.	"	III.2		
16.	"	III.3	"	de P et Σ
17.	"	III.3	"	de P et Λ
18.	"	III.3	"	de ℓ et Σ
19.	"	III.3	"	de ℓ et Λ

3°) Diverses tentatives.

La confrontation du modèle avec l'expérience s'effectue en comparant les caractéristiques prédites et observées des distributions des impulsions longitudinales et transverses des secondaires dans le centre de masse général, ainsi que leur distribution angulaire par rapport au π^- incident toujours dans le C.M.

Il se trouve que les impulsions transverses (fig. 36) ayant toutes la même allure sont très peu sensibles à divers essais de diagrammes. Par contre, les impulsions longitudinales surtout, et aussi les distributions angulaires prédites par le modèle, varient nettement selon le nombre et le choix des diagrammes utilisés.

Déjà les distributions expérimentales (figures 35 et 37) donnent des indications de nature à guider le choix. En particulier, on observe peu de Λ^0 vers l'avant, d'où l'on déduit que les diagrammes comportant un Λ^0 au vertex du π^- incident n'ont pas à être retenus, leur contribution ne pouvant qu'être négligeable.

Par contre la distribution angulaire du π^- accuse une remontée notable vers l'arrière, ce qui invite à incorporer des diagrammes ayant un π^- à un vertex inférieur comme par exemple les diagrammes I.3, II.2 et III.2. Ce dernier représente le cas le plus extrême si on n'admet pas de diagrammes impliquant des échanges à $\Delta Q = 2$.

D'ailleurs dans le but de mieux comprendre l'origine de cette remontée, un certain nombre de diagrammes à deux entrées ont été examinés, en particulier ceux avec les masses équivalentes ($\Lambda^0 K^0$), ($\Lambda^0 \pi^+$), ($\Lambda^0 \pi^-$), ($K^0 \pi^+$), ($K^0 \pi^-$), et ($\pi^+ \pi^-$). Il a pu ainsi être établi que les deux résonances $\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$ et $\rho(765) \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ne sont responsables que d'environ la moitié des événements ayant un $\cos \theta_{\pi^-}^* \simeq -1$ et qu'aucun des événements n'avait à la fois une combinaison $\Lambda^0 \pi^-$ vers 1385 et un $\cos \theta_{\pi^-}^* \simeq -1$, lorsque les événements dans le $\Sigma(1385)^+$ et le ρ^0 sont éliminés. Cette dernière constatation apporte d'ailleurs un argument supplémentaire à la non-existence d'une résonance en $\Lambda^0 \pi^-$ se

produisant au vertex baryonique, ce qui impliquerait un échange exotique $\Delta Q = 2$. Il a été également vérifié que les distributions ne changeaient pas d'allure lorsque les événements ambigus étaient retirés.

Compte tenu de ces premières indications :

- très peu de Λ^0 émis vers l'avant,
- un petit pourcentage d'événements ayant un π^- émis vers l'arrière, même si les résonances inventoriées sont éliminées,

les distributions du $P_{\parallel}^*$, $P_{\perp}^*$ et $\cos \theta^*$ ont été établies par le programme Fowl [44] calculant l'espace de phase statistique par une méthode de Monte Carlo et l'affectant d'un poids donné par le carré de l'amplitude des diagrammes retenus. Ce calcul a été effectué individuellement pour chacun des 19 diagrammes décrits au paragraphe précédent. Plusieurs tentatives de regroupement de 2 ou plusieurs diagrammes ont également été faites dans le but de trouver un ensemble de k-diagrammes non-corrélés rendant au mieux compte des distributions expérimentales. Finalement, l'approche la plus fructueuse s'est avérée celle décrite au paragraphe suivant.

4°) Résultats.

La confrontation entre les distributions expérimentales et les distributions prédites par le modèle multipériphérique se fait mieux en procédant par étapes. Dans une première phase, on recherche lequel des 19 diagrammes donne la série des distributions longitudinales des 4 particules secondaires la plus compatible avec les distributions expérimentales correspondantes. Cette première phase aboutit aux trois conclusions suivantes :

1° - Les diagrammes avec échange de $\mathcal{C}$ donnent des distributions plus proches des distributions expérimentales que celles prédites par les diagrammes où le $\mathcal{C}$ est remplacé par un P. On en conclut que dans cette réaction à 11 GeV/c comme dans les autres réactions étudiées à la même énergie, l'échange du $\mathcal{C}$ est plus important que celui du P.

2° - Les diagrammes à échange de Σ donnent des distributions à peu près identiques à celles obtenues par les diagrammes correspondants à échange de Λ^0 . Ils sont incompatibles avec les distributions expérimentales. On en conclut que la contribution de ces diagrammes ne peut être que négligeable, comme il a été d'ailleurs déjà entrevu au paragraphe 3°).

3° - Parmi les 19 diagrammes envisagés, le diagramme I.1 avec échange de ρ est celui dont les distributions calculées (en pointillé sur la fig. 35) se comparent le mieux avec les distributions expérimentales. L'accord n'est cependant pas totalement satisfaisant. En effet, ce diagramme prédit des impulsions longitudinales

- trop vers l'arrière, pour les Λ^0
- un peu trop centrées sur -0.32 GeV/c , pour les K^0
- un peu trop centrées sur 0.0 GeV/c , pour les π^+
- un peu trop vers l'avant, pour les π^- .

Dans une deuxième étape, on cherche un meilleur accord en améliorant la solution de la première étape par l'addition d'un ou deux diagrammes non-corrélés. L'inspection des distributions correspondant aux 18 autres diagrammes suggère de tenter les 3 regroupements suivants :

- 1) diag. I.1 (ρ) + diag. I.3
- 2) diag. I.1 (ρ) + diag. II.2
- 3) diag. I.1 (ρ) + diag. I.3+II.2

L'accord le meilleur a été obtenu par le 2e regroupement (distribution en tirets de la fig. 35). Les distributions des impulsions longitudinales prédites par l'addition non-corrélée des diagrammes I.1 (avec échange de ρ) et II.2 reproduisent assez bien les distributions expérimentales correspondantes, compte tenu des fluctuations statistiques.

Quant aux distributions des impulsions transverses, l'accord est à peu près satisfaisant entre celles prédites par le diagramme I.1 (ρ) ou par la somme non-corrélée des diagrammes I.1 (ρ) et II.2, et celles observées expérimentalement (voir fig. 36, pointillés et tirets) . On peut constater que les deux distributions calculées ne diffèrent pas considérablement, ce qui illustre que les impulsions transverses sont très peu sensibles à ce genre de confrontation.

C - Conclusion :

Compte tenu de la faible statistique disponible et aussi de la simplicité du modèle multipériphérique de Regge, il n'est pas justifié de pousser plus loin cette analyse. Elle a cependant le mérite d'indiquer qu'une interprétation multipériphérique de la réaction

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$$

à 11 GeV/c, impliquerait qu'elle serait dominée par des mécanismes d'interactions du type représenté par le diagramme I.1 (avec échange de ρ) surtout, et aussi par le diagramme II.2.

CONCLUSION

Cette expérience a été conçue dès l'origine comme une exploration de la production de particules étranges, en vue de compléter une étude plus générale des interactions π^-p à 11,1 GeV/c. En conséquence, elle n'a pas disposé d'un très grand nombre de clichés, d'où les limites des informations qu'elle était apte à livrer. Cependant, un bref rappel du chemin parcouru et des résultats obtenus montre bien la richesse de ces informations.

En effet, la multitude des canaux ouverts à cette énergie invitait à donner une vue d'ensemble la plus complète possible de ces interactions, la statistique limitée de chaque état final enregistré excluant la possibilité d'étudier en grand détail l'un ou l'autre de ces états. Ainsi, l'effort s'est porté tout naturellement vers l'acquisition la plus soignée possible des données expérimentales, en vue de fournir des renseignements utiles à d'éventuelles expériences à haute énergie.

L'acquisition des données a exigé la mise au point et l'adaptation de la chaîne classique des programmes de calcul destinés au traitement des événements. A chaque étape du traitement, un contrôle sur leur bon fonctionnement a été exercé. Ainsi, la reconstruction des croix fiducielles sur les hublots respectifs de chacune des deux chambres à bulles utilisées illustre le bien-fondé des résultats à ce niveau. La détermination des masses et des temps de vie moyenne des Λ^0 et K_1^0 permet à la fois un contrôle des reconstructions cinématiques des événements et une vérification de la compatibilité des lots d'événements provenant des deux chambres à bulles.

A haute énergie, on constate que le problème de la classification des événements devient plus ardu. En effet, vu l'énergie disponible, un grand nombre de réactions deviennent énergétiquement possibles. Ceci exige d'envisager un réseau important d'hypothèses. De plus, pour faire face au problème des ambiguïtés, on est amené à procéder à la classification des événements en deux étapes, une de pré-classification et une de réduction des événements ambigus.

Des ambiguïtés de classification sont constatées aussi bien au niveau de la désintégration des particules qu'à celui de leur production. Si les ambiguïtés V^0/γ et Λ^0/K_1^0 ont pu être réduites finalement à un taux négligeable, tel n'est pas le cas de celles entre les Σ^0 et les Λ^0 . Aucune technique n'est parvenue à les lever d'une manière satisfaisante.

Au niveau de la production, le problème des ambiguïtés devient sérieux. Ceci est dû au fait, d'une part que dans un grand nombre de cas, les impulsions des traces sont tellement élevées qu'il n'est pas possible de trancher par ionisation entre les p , K^+ et π^+ et entre les K^- et π^- ; d'autre part, compte tenu de la précision de la mesure et de la grande énergie disponible, l'ajustement cinématique d'un événement est souvent compatible avec plusieurs réactions, y compris avec les réactions à "multineutres" qui deviennent de toute façon prépondérantes (environ 2/3 des événements mesurés). Les événements demeurés ambigus après diverses tentatives de réduction des ambiguïtés, ont été pondérés par l'inverse du nombre d'hypothèses admissibles. Ce traitement a fourni un lot d'événements donnant des résultats qui se sont révélés tout à fait satisfaisants.

Parmi ceux-ci, il faut en premier lieu mentionner la détermination des sections efficaces, souvent faibles, de 45 réactions particulières. D'autres expériences de production de particules étranges ont été effectuées à plus haute énergie. Pour l'instant, elles n'ont livré que des sections efficaces

totales. Il a donc semblé intéressant de tenter une estimation de ces sections efficaces totales à notre énergie, bien que toutes les topologies n'aient pas été mesurées. Les valeurs obtenues respectent l'allure générale de la variation des sections efficaces en fonction de l'énergie, livrant ainsi une nouvelle indication de la validité du traitement appliqué aux événements.

La prochaine étape de leur exploitation a consisté en un inventaire systématique des états résonnants produits. Vu la faible statistique disponible, une dizaine seulement de réactions particulières ont finalement été retenues pour cette analyse. Les systèmes $Y^0 K_1^0$ et $K_1^0 K_1^0$ ont également été étudiés. Il a pu être ainsi constaté que le pourcentage, dans les spectres de masse, d'états résonnants connus, accuse une nette tendance à décroître rapidement avec l'énergie. Cependant, les résonances mésoniques $\eta(1060)$ et $K^*(892)$ et la résonance baryonique $\Sigma(1385)$ sont encore produites assez abondamment. Les réactions concernées sont néanmoins beaucoup moins dominées par ces résonances qu'à plus faible énergie. On songe donc à des mécanismes de production multipériphérique.

Le chapitre III a exploré le caractère périphérique des interactions à particules étranges à 11 GeV/c. Celui-ci a été constaté dans les topologies à 2 branches en général et dans la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ en particulier, dont une interprétation selon le modèle multipériphérique de Regge a laissé entrevoir quels types de mécanismes dominaient.

Rappelons en terminant que l'intérêt de ce travail réside dans son caractère exploratoire. Si les sections efficaces totales de production de particules étranges deviennent à peu près constantes à haute énergie, les sections efficaces des réactions particulières décroissent d'autant plus rapidement que le nombre de corps dans l'état final est petit. De plus, on observe que la production d'états résonnants connus décroît rapidement avec l'énergie, le caractère périphérique des réactions

s'affirmant davantage. L'étude plus détaillée et plus précise de phénomènes particuliers exigerait des statistiques beaucoup plus fortes. Cette expérience est de nature à permettre une estimation de l'effort expérimental qu'il sera nécessaire de consentir pour les obtenir.

REFERENCES

- [1] C. KOCHOWSKI , "Etude des tripions A_1 , A_2 et d'autres complexes mésoniques produits dans les interactions π^-p à 11 GeV/c", thèse d'Etat, Paris 1968, Rapport CEA-R-3468.
- [2] B. GANDOIS , "Etude de la reaction $\pi^-p \rightarrow N_{33}^{++} \pi^- \pi^-$ à 11 GeV/c et application à la diffusion $\pi^- \pi^-$ ", thèse de 3^{ieme} cycle, Paris 1967.
- [3] P. DARONIAN , thèse d'Etat (en préparation).
- [4] C. KOCHOWSKI , op. cit. p. 11-12.
- [5] "L'appareil Som-Enetra 114 pour mesures sur photographies de chambres à bulles", notice de SOPELEM, 102 rue Chaptal, Levallois, Seine. Voir aussi V. CHAPPERT, 1'Onde électrique 422, 1 (1962).
- [6] A.M. CNOPS , B. JONGEJANS, Rapport du CERN/TC/NBC 65-3 (1965); G. KELLNER, Rapport du CERN/TC/NBC 65-4 (1965).
- [7] C. KOCHOWSKI, op. cit. p. 14-18.
- [8] R. BARLOUTAUD et al., Nucl. Phys., B 14, 153 (1969).
- [9] L'erreur sur la moyenne de la distribution est statistique, c'est à dire donnée par $\sigma/\sqrt{N}$. Voir par exemple A. ROSENGARD, Cours de statistique Appliquée, (P.U.F. Paris, 1966) p. 70.
- [10] Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 42, 87 (1970).
- [11] J. BADIÉ, thèse de Doctorat d'Etat, Paris, (1964).
- [12] R. BOCK, Rapport CERN 60-30 (1960).

- [13] R. ERLICH et al., Phys. Rev. 152, 1194 (1966).
- [14] R.K. ADAIR, Phys. Rev. 100, 1540 (1955).
- [15] D. METTEL, "Production de Particules étranges dans les interactions π^+d à 5,1 GeV/c : réaction à 2-corps et à quasi 2-corps", thèse de Doctorat d'Etat, Paris 1970, p. 11 et 12.
- [16] NGUYEN THUC DIEM, "Détermination de la nature des particules dans une chambre à bulles par des mesures de densité de bulles; application à la recherche de la réaction $\pi^-p \rightarrow K^+ K^- n$ dans les configurations à deux branches", thèse de Doctorat de 3^{ieme} cycle, Paris 1966.
- [17] O.I. DAHL et al., Phys. Rev. 163, 1377 (1967). Voir p. 1387.
- [18] Voir par exemple, A. BERTHELOT, Particules Elémentaires, notes de cours 1969-1970, Orsay, p. II/11/9 à II/11/12.
- [19] D. METTEL, op. cit. p. 53, résume en un tableau les résonances propres à chaque état.
- [20] L'approche adoptée pour ce calcul est sensiblement la même que celle décrite par D. METTEL, op. cit., p. 40.
- [21] O.I. DAHL et al, op. cit. p. 1413.
- [22] A. BIGI et al. Nuovo Cimento 33, 1265 (1964).
- [23] D.J. CRENNELL et al., Phys. Rev. Letters 19, 1212 (1967).
- [24] D.J. CRENNELL et al., Phys. Letters 28B, 136 (1968).
- [25] J. BARTKE, et al., Nuovo Cimento 24, 876 (1962).
- [26] L. BERTANZA et al., Phys. Rev. 130, 786 (1963).
- [27] T. FERBEL et al., Nuovo Cimento 28, 1214 (1963).

- [28] J.N. WATERS et al., Nucl. Phys. B 17, 445 (1970).
- [29] J.N. WATERS et al., op. cit., p. 446.
- [30] K.J. FOLEY et al., Phys. Rev. Letters 19, 330 (1967).
- [31] Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 42, 87 (1970).
- [32] F. CONTE et al., Nuovo Cimento 51A, 175 (1967).
- [33] A.H. ROSENFELD et al., Rev. Mod. Phys. 39, 1 (1967).
- [34] Voir par exemple W. BEUSCH et al, Phys. Let. 25 B, 357 (1967)
- [35] O.I.DAHL et al., op. cit., tableaux IX et XIX.
- [36] IBID., p. 1418-1419. Ces figures reproduites en vue de faciliter la comparaison, deviennent ici la figure 26.
- [37] IBID., p. 1415.
- [38] IBID., p. 1414.
- [39] J. WATERS et al., op. cit., p. 450.
- [40] C. CASO et al., Nuovo Cimento X, 66A, 11 (1970).
- [41] O. CZYZEWSKI, CERN/D.Ph. II/Phys. 71-6.
- [42] CHAN HONG-MO et al., Nuovo Cimento 57A, 93 (1968).
- [43] Voir E. PLAhte et R.G. ROBERTS, Nuovo Cimento 60A, 33 (1968). Ils proposent une formulation de ce facteur en vue de tenir compte de formation de résonances.
- [44] F. JAMES, FOWL (W505), CERN Program Library.

LEGENDES DES TABLEAUX

<u>Tableau 1</u>	Prise de clichés.
<u>Tableau 2</u>	Organigramme d'exploitation.
<u>Tableau 3</u>	Configurations mesurées.
<u>Tableau 4</u>	Masse invariante et temps de vie moyenne des K_1^0 et Λ^0 .
<u>Tableau 5</u>	Réseau des hypothèses cinématiques prévues en GRIND.
<u>Tableau 6a)</u>	Ambiguïtés entre n hypothèses après pré-classification des 2B.
b)	Ambiguïtés entre n hypothèses après réduction des ambiguïtés dans les 2B.
<u>Tableau 7a)</u>	Ambiguïté dans les événements 2BV ⁰ et 2B 2V ⁰ à deux hypothèses après pré-classification. Les particules neutres mises entre parenthèses n'ont pas été observées par leurs produits de désintégration.
b)	Ambiguïté entre deux hypothèses dans les 2BV ⁰ et 2B 2V ⁰ après réduction des ambiguïtés.
<u>Tableau 8</u>	Coupures en masse manquante au carré.
<u>Tableau 9</u>	Topologies mesurées uniquement à Saclay.
<u>Tableau 10</u>	Ambiguïtés entre n hypothèses dans les 0B et 4B mesurés.
<u>Tableau 11</u>	Bilan de la pré-classification des 0BV ⁰ et 0B 2V ⁰ .
<u>Tableau 12</u>	Bilan de la pré-classification des 4B 2V ⁰ .
<u>Tableau 13</u>	Bilan de la classification des 2BV ⁰ et 2BV ⁰ V ajustés cinématiquement.
<u>Tableau 14</u>	Bilan de la pré-classification des 2BV ⁰ et 2BV ⁰ V à multineutres.
<u>Tableau 15</u>	Rapport d'embranchement et d'observabilité.

<u>Tableau 16</u>	Définition des volumes d'observation.
<u>Tableau 17</u>	Probabilités des 9 manifestations de la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$.
<u>Tableau 18</u>	Probabilités des 9 manifestations possibles de la réaction $\pi^- p \rightarrow p K_1^0 K_1^0 \pi^-$.
<u>Tableau 19</u>	Probabilités des 3 manifestations possibles de la réaction $\pi^- p \rightarrow p K_1^0 K_2^0 \pi^-$.
<u>Tableau 20</u>	Section efficace du canal $p K^0 \bar{K}^0 \pi^-$.
<u>Tableau 21</u>	Sections efficaces des OB $2V^0$.
<u>Tableau 22</u>	" " des $2BV^0$ et $2BV^0V$.
<u>Tableau 23</u>	" " des $4BV^0V$.
<u>Tableau 24</u>	Diverses déterminations du nombre d'événements produits dans les canaux $Y^0 K^0$, $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ et $\Sigma^0 K^0 \pi^+ \pi^-$.
<u>Tableau 25</u>	Répartition des événements de la C.B.H. de 2,00 m non-utilisés pour le calcul des sections efficaces.
<u>Tableau 26</u>	Répartition des événements de la C.B.H. de 2,00 m ayant servi au calcul des sections efficaces totales de production de particules étranges.
<u>Tableau 27</u>	Sections efficaces totales de production de particules étranges.
<u>Tableau 28</u>	Etats résonnants.
<u>Tableau 29</u>	Impulsions moyennes des secondaires des $2BV^0$ et $2BV^0V$ dans le C.M.
<u>Tableau 30</u>	Impulsions moyennes des particules dans le C.M. de la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$
<u>Tableau 31</u>	Paramètres du modèle multipériphérique de Regge.

Date	Chambre à bulles	Faisceau GeV/c	Champ Magn. $\pm 2^0/00$ kG	Nombre de Clichés	
				Totalité	à Saclav
Mars 1965	R.H.B.C. 1,50 m	$11,00 \pm 0,05$	13,500	111 250	55 000
Sept. 1965	C.B.H. 2,00 m	$11,16 \pm 0,08$	17,385 15,965	7 500 53 250	6 000 27 000
			Total	172 000	88 000

TABLEAU 1 : Prise de clichés.

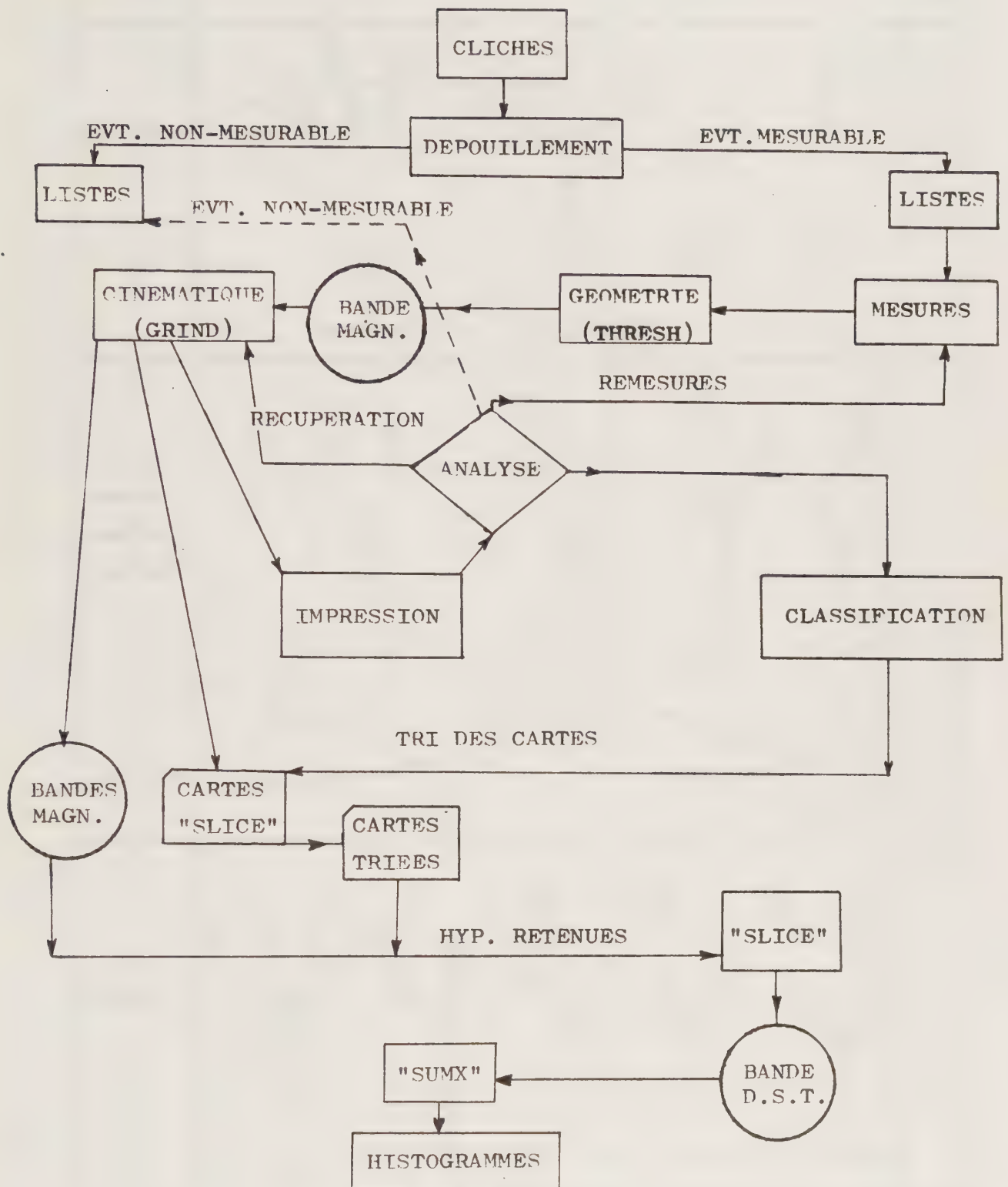


TABLEAU 2 : Organigramme d'exploitation.

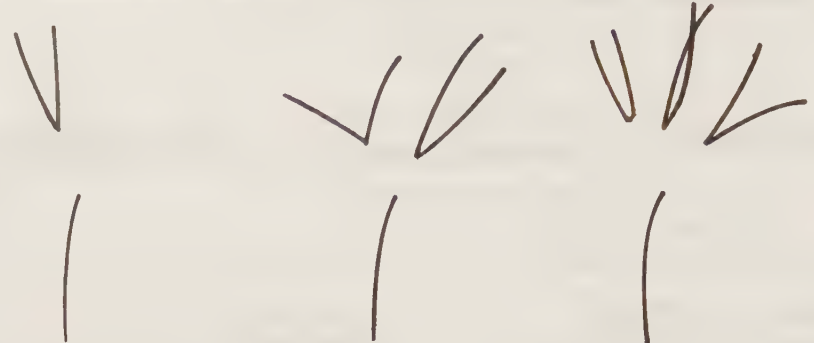
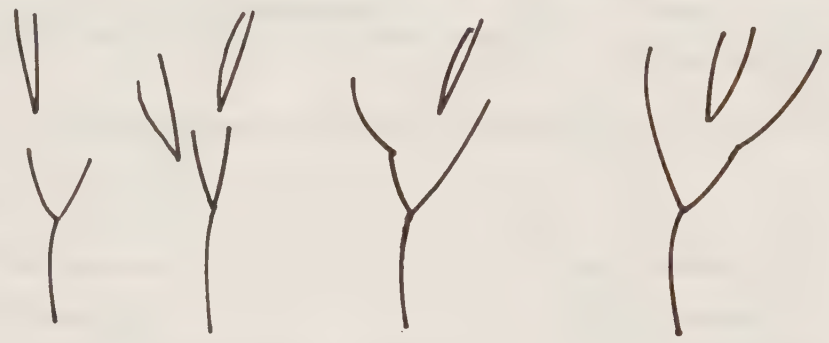
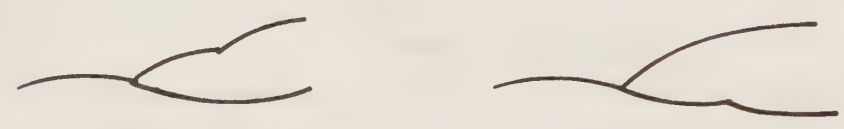
Nb B	Configurations	Labo
0	 0B V° 0B $2V^{\circ}$ 0B $3V^{\circ}$	Saclay
2	 2B V° 2B $2V^{\circ}$ 2B $V^{\circ} V^{-}$ 2B $V^{\circ} V^{+}$	Gênes Milan Saclay
2	 2B V^{-} 2B V^{+}	Saclay
4	 4B $2V^{\circ}$ 4B $V^{\circ} V^{-}$ 4B $V^{\circ} V^{+}$ 4B $V^{-} V^{+}$ 4B $2V^{+}$	Saclay

TABLEAU 3 : Configurations mesurées

	K_1^0		τ^* 10^{-10} s	Λ^0	
	Nbre K_1^0 $\langle \text{Masse} \rangle$ (MeV/c ²)	Nbre K_1^0		Nbre Λ^0 $\langle \text{Masse} \rangle$ (MeV/c ²)	τ^* 10^{-10} s
Réf[10]	497.76 $\pm$ 0.16	0.862 $\pm$ 0.006	1115.60 $\pm$ 0.08	2.51 $\pm$ 0.03	
C.B.H. 2,00 m	876 498.7 $\pm$ 0.3	854 0.88 $\pm$ 0.04	536 1116.3 $\pm$ 0.2	528 2.40 $\pm$ 0.11	
B.H.B.C. 1,50 m	698 497.2 $\pm$ 0.4	570 0.84 $\pm$ 0.04	425 1115.9 $\pm$ 0.2	350 2.60 $\pm$ 0.16	
Totalité	1574 498.0 $\pm$ 0.3	1424 0.86 $\pm$ 0.03	961 1116.12 $\pm$ 0.10	878 2.47 $\pm$ 0.10	

TABIEAU 4 : Masse invariante et temps de vie moyenne des K_1^0 et Λ^0 .

** 01010S 12 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 5A4)										SCAT-	1
NOHYP 2 NOPART = 5										SCAT-	2
HYPOTHESE 1 = P I P P P I P I O										SCAT-	3
HYPOTHESE 2 = P I P P I P I N										SCAT-	4
** 02000S 32 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 5A4)										SCAT+	1
NOHYP 6 NOPART = 5										SCAT+	2
HYPOTHESE 1 = P I P P P I P I O										SCAT+	3
HYPOTHESE 2 = P I P P I P P I O										SCAT+	4
HYPOTHESE 3 = P I P P I P I N										SCAT+	5
HYPOTHESE 4 = P P P P P P I O										SCAT+	6
HYPOTHESE 5 = P P P P I N										SCAT+	7
HYPOTHESE 6 = P P P I P N										SCAT+	8
** 50010S 22 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 4A4)										V-	1
NOHYP = 5 NOPART = 4										V-	2
HYPOTHESE 1 = K 0 MU NU										V-	3
HYPOTHESE 2 = K 0 P I P I O										V-	4
HYPOTHESE 3 = P I 0 MU NU										V-	5
HYPOTHESE 4 = S- 0 P I N										V-	6
HYPOTHESE 5 = X I- 0 P I L										V-	7
** 51000S 26 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 4A4)										V+	1
NOHYP = 6 NOPART = 4										V+	2
HYPOTHESE 1 = K 0 MU NU										V+	3
HYPOTHESE 2 = K 0 P I P I O										V+	4
HYPOTHESE 3 = P I 0 MU NU										V+	5
HYPOTHESE 4 = S+ 0 P I N										V+	6
HYPOTHESE 5 = S+ 0 P P I O										V+	7
HYPOTHESE 6 = AXI-0 P I AL										V+	8
** 51010S 18 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 4A4)										V0	1
NOHYP = 4 NOPART = 4										V0	2
HYPOTHESE 1 = K0 0 P I P I										V0	3
HYPOTHESE 2 = L 0 P P I										V0	4
HYPOTHESE 3 = AL 0 P I AP										V0	5
HYPOTHESE 4 = G 0 E E										V0	6

TABLEAU 5 : Réseau des hypothèses cinématiques prévues en GRIND.

** 00001 14 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 4A4)										0B V0	1	
NOHYP = 3 NOPART = 4										0B V0	2	
HYPOTHESE	1	=	PI	P	L	K0				0B V0	3	
HYPOTHESE	2	=	PI	P	K0	L				0B V0	4	
HYPOTHESE	3	=	PI	P	K0	S0				0B V0	5	
** 00002 44 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 6A4)										0B2V0	1	
NOHYP = 7 NOPART = 6										0B2V0	2	
HYPOTHESE	1	=	PI	P	L	K0	PI0	G		0B2V0	3	
HYPOTHESE	2	=	PI	P	K0	L	PI0	G		0B2V0	4	
HYPOTHESE	3	=	PI	P	K0	K0	N	0		0B2V0	5	
HYPOTHESE	4	=	PI	P	L	G	K0	0		0B2V0	6	
HYPOTHESE	5	=	PI	P	K0	G	L	0		0B2V0	7	
HYPOTHESE	6	=	PI	P	G	L	K0	0		0B2V0	8	
HYPOTHESE	7	=	PI	P	G	K0	L	0		0B2V0	9	
** 01011 58 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 7A4)										2B V0	1	
NOHYP = 8 NOPART = 7										2B V0	2	
HYPOTHESE	1	=	PI	P	PI	PI	L	K0	0	2B V0	3	
HYPOTHESE	2	=	PI	P	PI	PI	K0	L	0	2B V0	4	
HYPOTHESE	3	=	PI	P	P	PI	K0	K0	0	2B V0	5	
HYPOTHESE	4	=	PI	P	P	K	K0	PI0	0	2B V0	6	
HYPOTHESE	5	=	PI	P	PI	K	K0	N	0	2B V0	7	
HYPOTHESE	6	=	PI	P	K	PI	L	PI0	G	2B V0	8	
HYPOTHESE	7	=	PI	P	PI	PI	K0	S0	0	2B V0	9	
HYPOTHESE	8	=	PI	P	K	PI	K0	N	0	2B V0	10	
** 01012 82 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 8A4)										2B2V0	1	
NOHYP = 10 NOPART = 8										2B2V0	2	
HYPOTHESE	1	=	PI	P	PI	PI	K0	L	PI0	G	2B2V0	3
HYPOTHESE	2	=	PI	P	PI	PI	L	K0	PI0	G	2B2V0	4
HYPOTHESE	3	=	PI	P	PI	PI	K0	K0	N	0	2B2V0	5
HYPOTHESE	4	=	PI	P	P	PI	K0	K0	PI0	0	2B2V0	6
HYPOTHESE	5	=	PI	P	PI	PI	L	G	K0	0	2B2V0	7
HYPOTHESE	6	=	PI	P	PI	PI	G	L	K0	0	2B2V0	8
HYPOTHESE	7	=	PI	P	K	PI	L	G	PI0	0	2B2V0	9
HYPOTHESE	8	=	PI	P	K	PI	G	L	PI0	0	2B2V0	10
HYPOTHESE	9	=	PI	P	PI	PI	K0	G	L	0	2B2V0	11
HYPOTHESE	10	=	PI	P	PI	PI	G	K0	L	0	2B2V0	12

TABLEAU 5 : Suite.

**	01100	22	7X, I3, I1X, I3/(I5X, 5A4)	2B V-	1
NOHYP	= 4	NOPART	= 5	2B V-	2
HYPOTHESE	1 = PI	P	PI S- K0	2B V-	3
HYPOTHESE	2 = PI	P	K S- PI0	2B V-	4
HYPOTHESE	3 = PI	P	K K N	2B V-	5
HYPOTHESE	4 = PI	P	P K K0	2B V-	6
**	01101	20	7X, I3, I1X, I3/(I5X, 6A4)	2BV-V0	1
NOHYP	= 3	NOPART	= 6	2BV-V0	2
HYPOTHESE	1 = PI	P	PI S- K0 PI0	2BV-V0	3
HYPOTHESE	2 = PI	P	PI K K0 N	2BV-V0	4
HYPOTHESE	3 = PI	P	P K K0 PI0	2BV-V0	5
**	10010	22	7X, I3, I1X, I3/(I5X, 5A4)	2B V+	1
NOHYP	= 4	NOPART	= 5	2B V+	2
HYPOTHESE	1 = PI	P	K PI L	2B V+	3
HYPOTHESE	2 = PI	P	K K N	2B V+	4
HYPOTHESE	3 = PI	P	S+ PI K0	2B V+	5
HYPOTHESE	4 = PI	P	K PI S0	2B V+	6
**	10011	23	7X, I3, I1X, I3/(I5X, 7A4)	2BV+V0	1
NOHYP	= 3	NOPART	= 7	2BV+V0	2
HYPOTHESE	1 = PI	P	K PI L PI0 G	2BV+V0	3
HYPOTHESE	2 = PI	P	K PI K0 N 0	2BV+V0	4
HYPOTHESE	3 = PI	P	S+ PI K0 PI0 0	2BV+V0	5
**	10100	12	7X, I3, I1X, I3/(I5X, 5A4)	2BV+V-	1
NOHYP	= 2	NOPART	= 5	2BV+V-	2
HYPOTHESE	1 = PI	P	K S- PI0	2BV+V-	3
HYPOTHESE	2 = PI	P	K K N	2BV+V-	4
**	02022	52	7X, I3, I1X, I3/(I5X, I0A4)	4B2V0	1
NOHYP	= 5	NOPART	= 10	4B2V0	2
HYPOTHESE	1 = PI	P	PI PI PI PI K0 L PI0 G	4B2V0	3
HYPOTHESE	2 = PI	P	PI PI PI PI L K0 PI0 G	4B2V0	4
HYPOTHESE	3 = PI	P	PI PI PI PI K0 K0 N 0	4B2V0	5
HYPOTHESE	4 = PI	P	PI P PI PI K0 K0 PI0 0	4B2V0	6
HYPOTHESE	5 = PI	P	P PI PI PI K0 K0 PI0 0	4B2V0	7

TABLEAU 5 : Suite.

** 02111 74 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 9A4) 48V-V0 1
 NOHYP = 8 NOPART = 9 48V-V0 2

HYPOTHESE	1	=	PI	P	PI	PI	S-	PI	K0	PI0	0	48V-V0	3
HYPOTHESE	2	=	PI	P	PI	PI	PI	S-	K0	PI0	0	48V-V0	4
HYPOTHESE	3	=	PI	P	PI	PI	PI	K	K0	N	0	48V-V0	5
HYPOTHESE	4	=	PI	P	PI	PI	K	PI	K0	N	0	48V-V0	6
HYPOTHESE	5	=	PI	P	PI	P	PI	K	K0	PI0	0	48V-V0	7
HYPOTHESE	6	=	PI	P	P	PI	PI	K	K0	PI0	0	48V-V0	8
HYPOTHESE	7	=	PI	P	PI	P	K	PI	K0	PI0	0	48V-V0	9
HYPOTHESE	8	=	PI	P	P	PI	K	PI	K0	PI0	0	48V-V0	10

** 11021 74 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 9A4) 48V+V0 1
 NOHYP = 8 NOPART = 9 48V+V0 2

HYPOTHESE	1	=	PI	P	S+	PI	PI	PI	K0	PI0	0	48V+V0	3
HYPOTHESE	2	=	PI	P	PI	S+	PI	PI	K0	PI0	0	48V+V0	4
HYPOTHESE	3	=	PI	P	K	PI	PI	PI	K0	N	0	48V+V0	5
HYPOTHESE	4	=	PI	P	PI	K	PI	PI	K0	N	0	48V+V0	6
HYPOTHESE	5	=	PI	P	P	K	PI	PI	K0	PI0	0	48V+V0	7
HYPOTHESE	6	=	PI	P	K	P	PI	PI	K0	PI0	0	48V+V0	8
HYPOTHESE	7	=	PI	P	K	PI	PI	PI	L	PI0	G	48V+V0	9
HYPOTHESE	8	=	PI	P	PI	K	PI	PI	L	PI0	G	48V+V0	10

** 11110 110 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 9A4) 48V+V- 1
 NOHYP = 12 NOPART = 9 48V+V- 2

HYPOTHESE	1	=	PI	P	K	PI	S-	PI	PI0	0	0	48V+V-	3
HYPOTHESE	2	=	PI	P	K	PI	PI	S-	PI0	0	0	48V+V-	4
HYPOTHESE	3	=	PI	P	PI	K	S-	PI	PI0	0	0	48V+V-	5
HYPOTHESE	4	=	PI	P	PI	K	PI	S-	PI0	0	0	48V+V-	6
HYPOTHESE	5	=	PI	P	K	PI	K	PI	N	0	0	48V+V-	7
HYPOTHESE	6	=	PI	P	K	PI	PI	K	N	0	0	48V+V-	8
HYPOTHESE	7	=	PI	P	PI	K	K	PI	N	0	0	48V+V-	9
HYPOTHESE	8	=	PI	P	PI	K	PI	K	N	0	0	48V+V-	10
HYPOTHESE	9	=	PI	P	K	P	K	PI	PI0	0	0	48V+V-	11
HYPOTHESE	10	=	PI	P	K	P	PI	K	PI0	0	0	48V+V-	12
HYPOTHESE	11	=	PI	P	P	K	K	PI	PI0	0	0	48V+V-	13
HYPOTHESE	12	=	PI	P	P	K	PI	K	PI0	0	0	48V+V-	14

** 20020 18 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 8A4) 482V+ 1
 NOHYP = 2 NOPART = 8 482V+ 2

HYPOTHESE	1	=	PI	P	S+	K	PI	PI	PI0	0	482V+	3
HYPOTHESE	2	=	PI	P	K	S+	PI	PI	PI0	0	482V+	4

** 01010 26 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 6A4) 28(V) 1
 NOHYP = 4 NOPART = 6 28(V) 2

HYPOTHESE	1	=	PI	P	K	PI	L	0	28(V)	3
HYPOTHESE	2	=	PI	P	K	K	N	0	28(V)	4
HYPOTHESE	3	=	PI	P	K	PI	S0	0	28(V)	5
HYPOTHESE	4	=	PI	P	P	K	K0	0	28(V)	6

** 02021		110 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 9A4)										48V0(V)1
NOHYP = 12		NOPART = 9										48V0(V)2
HYPOTHESE	1	=	PI	P	K	PI	PI	PI	K0	N	0	48V0(V)3
HYPOTHESE	2	=	PI	P	PI	K	PI	PI	K0	N	0	48V0(V)4
HYPOTHESE	3	=	PI	P	PI	PI	PI	K	K0	N	0	48V0(V)5
HYPOTHESE	4	=	PI	P	PI	PI	K	PI	K0	N	0	48V0(V)6
HYPOTHESE	5	=	PI	P	PI	P	PI	K	K0	PI0	0	48V0(V)7
HYPOTHESE	6	=	PI	P	P	PI	PI	K	K0	PI0	0	48V0(V)8
HYPOTHESE	7	=	PI	P	PI	P	K	PI	K0	PI0	0	48V0(V)9
HYPOTHESE	8	=	PI	P	P	PI	K	PI	K0	PI0	0	48V0(V)10
HYPOTHESE	9	=	PI	P	P	K	PI	PI	K0	PI0	0	48V0(V)11
HYPOTHESE	10	=	PI	P	K	P	PI	PI	K0	PI0	0	48V0(V)12
HYPOTHESE	11	=	PI	P	K	PI	PI	PI	L	PI0	G	48V0(V)13
HYPOTHESE	12	=	PI	P	PI	K	PI	PI	L	PI0	G	48V0(V)14

** 02110		110 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 9A4)										48V-(V)1
NOHYP = 12		NOPART = 9										48V-(V)2
HYPOTHESE	1	=	PI	P	K	PI	S-	PI	PI0	0	0	48V-(V)3
HYPOTHESE	2	=	PI	P	K	PI	PI	S-	PI0	0	0	48V-(V)4
HYPOTHESE	3	=	PI	P	PI	K	S-	PI	PI0	0	0	48V-(V)5
HYPOTHESE	4	=	PI	P	PI	K	PI	S-	PI0	0	0	48V-(V)6
HYPOTHESE	5	=	PI	P	K	PI	K	PI	N	0	0	48V-(V)7
HYPOTHESE	6	=	PI	P	K	PI	PI	K	N	0	0	48V-(V)8
HYPOTHESE	7	=	PI	P	PI	K	K	PI	N	0	0	48V-(V)9
HYPOTHESE	8	=	PI	P	PI	K	PI	K	N	0	0	48V-(V)10
HYPOTHESE	9	=	PI	P	K	P	K	PI	PI0	0	0	48V-(V)11
HYPOTHESE	10	=	PI	P	K	P	PI	K	PI0	0	0	48V-(V)12
HYPOTHESE	11	=	PI	P	P	K	K	PI	PI0	0	0	48V-(V)13
HYPOTHESE	12	=	PI	P	P	K	PI	K	PI0	0	0	48V-(V)14

** 11020		92 7X, I3, I1X, I3/(I5X, 9A4)										48V+(V)1
NOHYP = 10		NOPART = 9										48V+(V)2
HYPOTHESE	1	=	PI	P	K	P	K	PI	PI0	0	0	48V+(V)3
HYPOTHESE	2	=	PI	P	K	P	PI	K	PI0	0	0	48V+(V)4
HYPOTHESE	3	=	PI	P	P	K	K	PI	PI0	0	0	48V+(V)5
HYPOTHESE	4	=	PI	P	P	K	PI	K	PI0	0	0	48V+(V)6
HYPOTHESE	5	=	PI	P	K	PI	K	PI	N	0	0	48V+(V)7
HYPOTHESE	6	=	PI	P	K	PI	PI	K	N	0	0	48V+(V)8
HYPOTHESE	7	=	PI	P	PI	K	K	PI	N	0	0	48V+(V)9
HYPOTHESE	8	=	PI	P	PI	K	PI	K	N	0	0	48V+(V)10
HYPOTHESE	9	=	PI	P	S+	K	PI	PI	PI0	0	0	48V+(V)11
HYPOTHESE	10	=	PI	P	K	S+	PI	PI	PI0	0	0	48V+(V)12

Ambiguïté entre n hypothèses				
n	Evs. ajustés	Multi- neutres	Total	%
1	387	311	698	42
2	193	381	574	34
3	39	100	139	8,3
4	30	14	44	2,6
5	12	176	188	11,2
6	17	1	18	1,1
7	3	11	14	0,8
≥ 8	0	0	0	0
Total	681	994	1675	100
%	40	60	100	

TABLÉAU 6a) : Ambiguïtés entre n hypothèses
après pré-classification des 2E.

Ambiguïté entre n hypothèses				
n	Evts ajustés	Multi- neutres	Total	%
1	448	356	804	49
2	100	399	504	31
3	25	99	124	7,3
4	24	11	35	2,1
5	3	169	172	10,5
6	2	1	3	} 0,2
7	0	1	1	
≥ 8	0	0	0	0
Total	611	1032	1643	100
%	37	63	100	

TABEAU 6b) : Ambiguïtés entre n hvpothèses
après réduction des ambiguïtés
dans les 2B.

	Ambiguïté	2B V°	2B 2V°	Total	%
Evs. ajustés cinématiquement	$\Lambda^0 / [\Sigma^0] \rightarrow \Lambda^0 (\gamma)$	9	6	15	8
	$(\Lambda^0) / (\Sigma^0)$	12	0	12	6
	$\Lambda^0 (\pi^0) / [\Sigma^0] \rightarrow \Lambda^0 (\gamma)$	9	5	14	7
	Λ^0 / K^0	1	3	4	2
	Λ^0 / K^0 et K^+ / π^+	1	0	1	$\frac{1}{2}$
	p / π^+	0	2	2	1
	K^+ / π^+	87	0	87	46
	K^+ / π^+ et K^- / π^-	1	0	1	$\frac{1}{2}$
	K^- / π^-	49	0	49	26
	$0 / \pi$ Suppl.	6	0	6	3
	Total	175	16	191	100%
Multineutres	Λ^0 / K^0	9	6	15	4
	p / π^+	3	15	18	5
	K^+ / π^+	221	0	221	58
	K^- / π^-	124	0	124	33
	Total	257	21	378	100%

TABEAU 7a): Ambiguïté dans les événements 2BV° et 2B 2V° à deux hypothèses après pré-classification. Les particules neutres mises entre parenthèses n'ont pas été observées par leurs produits de désintégration.

	Ambiguïté	2B V°	2B 2V°	Total	%
Evts. ajustés cinématiquement	$\Lambda^0 / [\Sigma^0] \rightarrow \Lambda^0 (\gamma)$	0	1	1	1
	$(\Lambda^0) / (\Sigma^0)$	24	0	24	22
	$\Lambda^0 (\pi^0) / [\Sigma^0] \rightarrow \Lambda^0 (\gamma)$	3	3	6	6
	Λ^0 / K^0	0	0	0	0
	Λ^0 / K^0 et K^+ / π^+	0	0	0	0
	p / π^+	0	3	3	3
	K^+ / π^+	38	0	38	35
	K^+ / π^+ et K^- / π^-	3	0	3	3
	K^- / π^-	33	0	33	30
	$0 / \pi$ Suppl.	1	0	1	1
	Total	102	7	109	100
Multineutres	Λ^0 / K^0	0	1	1	0,3
	p / π^+	3	15	18	4,6
	K^+ / π^+	245	0	245	62,5
	K^- / π^-	87	0	87	22,2
	$p \pi^- / \pi^+ K^-$	41	0	41	10,4
	Total	376	16	392	100%

TABEAU 7b): Ambiguïté entre deux hypothèses dans les 2B V°
et 2B 2V° après réduction des ambiguïtés.

Topologie	Réaction	Coupures $MM^2(\text{GeV}/c^2)^2$
OB V^0 OB $2V^0$	$\Lambda^0 (K^0)$ $\Lambda^0 K_1^0 (\pi^0)$	$MM^2 < 0,6$ $MM^2 < 0,08$
2BV 0	$\Lambda^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$	$MM^2 < 0,64$
	$\Lambda^0 K^+ \pi^- (\pi^0)$	$MM^2 < 0,34$
	$(n) K_1^0 K^- \pi^+$	$MM^2 < 1,50$
	$(n) K_1^0 K^+ \pi^-$	$MM^2 < 1,50$
	$p K_1^0 (K^0) \pi^-$	$MM^2 < 0,64$
	$p K_1^0 K^- (\pi^0)$	$MM^2 < 0,34$
2B $2V^0$	$\Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	$MM^2 < 0,20$
	$(n) K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	$MM^2 < 1,20$
4B $V^0 V^+$	$\Sigma^+ K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^- (\pi^0)$	$MM^2 < 0,30$
4B $V^0 V^-$	$\Sigma^- K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	$MM^2 < 0,16$
4B $2V^0$	$\Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (\pi^0)$	$MM^2 < 0,18$
	$p K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^- (\pi^0)$	$MM^2 < 0,10$

TABLEAU 8 : Coupures en masse manquante au carré.

	OB nV^0 $n \geq 1$	2B $nV^{\pm}$ $n \geq 1$	4B $nV^{\pm}$ $n \geq 2$
C.D.H. 2,00 m	185	65	131
B.H.B.C. 1,50 m	145	28	113
Total	330	93	244

TABLÉAU 9 : Topologies mesurées uniquement
à Saclay

	n	Evts. ajustés	Multi- Neutres	Total	%
OB V° et OB 2V°	1	46	254	300	96
	2	10	3	13	4
	> 2	0	0	0	0
	Total	56	257	313	100
4B 2V	1	132	61	193	93
	2	11	2	13	6
	3	0	1	1	1
	> 3	0	0	0	0
	Total	143	64	207	100

TABLEAU 10 : Ambiguïtés entre n hypothèses dans les OB et 4B mesurés.

	Canal	Désint. observées	Evts.
2-corps	$\Lambda^0 K_1^0$	Λ^0, K_1^0	1,5
	$\Lambda^0 (K^0)$	Λ^0	31
	$(\Lambda^0) K_1^0$	K_1^0	3,5
	$\Sigma^0 K_1^0$	Λ^0, K_1^0	1,5
	$(\Sigma^0) K_1^0$	K_1^0	3,5
3-corps	$(n) K_1^0 K_1^0$	$2 K_1^0$	12
	$\Lambda^0 K_1^0 (\pi^0)$	Λ^0, K_1^0	11
Multineutres	$K_1^0 K_1^0 (MM)$	$2 K_1^0$	20,5
	$\Lambda^0 K_1^0 (MM)$	Λ^0, K_1^0	22,5
	$K_1^0 (MM)$	K_1^0	94
	$\Lambda^0 (MM)$	Λ^0	109

TABLEAU 11 : Bilan de la pré-classification des
OB V^0 et OB $2V^0$.

	Canal	Désint. observées	Evts.
5 - corps	$\Lambda^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ $\Sigma^+ K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$ $\Sigma^0 K^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\Sigma^- K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	Λ^0, K^+ Σ^+, K_1^0 Λ^0, K^+ Σ^-, K_1^0	0,5 9 1 6,5
6 - corps	$p K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$ $p K_1^0 K^- \pi^+ \pi^- (\pi^0)$ $p K_1^0 K^+ \pi^- \pi^- (\pi^0)$ $(n) K_1^0 K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\Lambda^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (\pi^0)$ $\Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ $\Sigma^+ K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^- (\pi^0)$ $\Sigma^0 K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ $\Sigma^- K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	$2 K_1^0$ K_1^0, K^- K_1^0, K^+ K_1^0, K^- Λ^0, K^+ Λ^0, K_1^0 Σ^+, K_1^0 Λ^0, K_1^0 Σ^-, K_1^0	6 2,5 1 3,5 2,5 8 16 6,3 22,5
7-corps	$p K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^- (\pi^0)$ $(n) K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ $\Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (\pi^0)$	$2 K_1^0$ $2 K_1^0$ Λ^0, K_1^0	17,8 8 42,8
Multineutres	$K_1^0 K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- (MM)$ $K_1^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)$ $p K_1^0 K^- 2\pi (MM)$ $\Lambda^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)$ $\Sigma^+ K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)$ $\Sigma^- K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- (MM)$ $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)$ $p K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)$ $\Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)$	K_1^0, K^- K_1^0, K^+ K_1^0, K^- Λ^0, K^+ Σ^+, K_1^0 Σ^-, K_1^0 $2 K_1^0$ $2 K_1^0$ Λ^0, K_1^0	2 4 1 6 5 10 5,8 3,6 16,5

TABLEAU 12 : Bilan de la pré-classification des 4B 2V.

	Canal	Désint. observées	Total hvp	Uniques	Evts.
3 - corps	$p \bar{K}_1^0 K^-$	$K_1^0 K^-$	0	0	0,0
	$p K_1^0 K^-$	K_1^0	17	17	17,0
	$\Lambda^0 K^+ \pi^-$	$K_1^0 K^+$	1	1	1,0
	$\Lambda^0 K^+ \pi^-$	K_1^0	29	16	22,3
	$\Sigma^0 K^+ \pi^-$	$\Lambda^0 K^+$	1	0	0,5
	$\Sigma^0 K^+ \pi^-$	Λ^0	26	5	15,2
	$\Sigma^+ K_1^0 \pi^-$	$\Sigma^+ K_1^0$	3	3	3,0
	$\Sigma^- K_1^0 \pi^+$	$\Sigma^- K_1^0$	2	2	2,0
4 - corps	$p K_1^0 K^- (\pi^0)$	$K_1^0 K^-$	2	2	2,0
	$p K_1^0 K^- (\pi^0)$	K_1^0	77	41	57,0
	$p K_1^0 K_1^0 \pi^-$	$2 K_1^0$	17	17	17,0
	$p K_1^0 (K^0) \pi^-$	K_1^0	93	52	69,3
	$(n) K_1^0 K^+ \pi^-$	$K_1^0 K^+$	2	2	2,0
	$(n) K_1^0 K^+ \pi^-$	K_1^0	61	12	26,2
	$(n) K_1^0 K^- \pi^+$	$K_1^0 K^-$	2	2	2,0
	$(n) K_1^0 K^- \pi^+$	K_1^0	62	5	22,4
	$\Lambda^0 K^+ \pi^- (\pi^0)$	$\Lambda^0 K^+$	2	1	1,5
	$\Lambda^0 K^+ \pi^- (\pi^0)$	Λ^0	116	68	91,7
	$\Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	$\Lambda^0 K_1^0$	21	12	16,3
	$\Lambda^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$	Λ^0	98	60	78,8
	$(\Lambda^0) K_1^0 \pi^+ \pi^-$	K_1^0	79	1	28,4
	$\Sigma^+ K_1^0 \pi^- (\pi^0)$	$\Sigma^+ K_1^0$	11	11	11,0
	$\Sigma^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	$\Lambda^0 K_1^0$	16	1	8,3
	$(\Sigma^0) K_1^0 \pi^+ \pi^-$	K_1^0	63	7	27,7
	$\Sigma^- K_1^0 \pi^+ (\pi^0)$	$\Sigma^- K_1^0$	5	5	5,0
	$p K_1^0 K_1^0 \pi^- (\pi^0)$	$2 K_1^0$	26	23	24,5
	$(n) K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	$2 K_1^0$	19	16	17,5
	$\Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	$\Lambda^0 K_1^0$	44	37	40,3
5-corps					
	Totalité		895	418	610,0

TABLEAU 13 : Bilan de la classification des 2B V^0 et 2B $V^0 V$

	Canal	Désint. observées	Total hyp.	Uniques	Evts.
Multineutres	$K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (MM)	K_1^0	420	48	164,5
	$K_1^0 K^+ \pi^-$ (MM)	$K_1^0 K^+$	3	3	3,0
	$K_1^0 K^+ \pi^-$ (MM)	K_1^0	305	24	95,9
	$K_1^0 K^- \pi^+$ (MM)	$K_1^0 K^-$	10	3	5,0
	$K_1^0 K^- \pi^+$ (MM)	K_1^0	344	6	110,1
					98,9
	$p K_1^0 \pi^-$ (MM)	K_1^0	261	15	80,3
	$p K_1^0 K^-$ (MM)	K_1^0, K^-	3	0	1,0
	$p K_1^0 K^-$ (MM)	K_1^0	220	2	58,9
					59,9
	$\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ (MM)	Λ^0	350	111	230,0
	$\Lambda^0 K^+ \pi^-$ (MM)	$\Lambda^0 K^+$	2	2	2,0
	$\Lambda^0 K^+ \pi^-$ (MM)	Λ^0	260	23	140,5
	$\Sigma^+ K^0 \pi^-$ (MM)	$\Sigma^+ K_1^0$	8	5	6,0
	$\Sigma^- K_1^0 \pi^+$ (MM)	$\Sigma^- K_1^0$	12	10	11,0
					142,5
	$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (MM)	$2 K_1^0$	44	25	34,0
	$p K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (MM)	$2 K_1^0$	26	8	16,5
	$\Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (MM)	$\Lambda^0 K_1^0$	77	73	74,5
	Totalité		2345	356	1033

TABLEAU 14 : Bilan de la classification des 2B V^0 et 2B $V^0 V$ à multineutres.

V^0	Désinté- gration	Rapport d'embranchement	Rapports d'observabilité		V^0
			observable b_0	non observable $(1-b_0)$	
Λ^0	$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$	2/3	2/3	—	Λ^0
	$\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$	1/3	—	1/3	
K_1^0	$K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	2/3	1/3	—	K^0
	$K_1^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	1/3	—	2/3	
K_2^0	tous les modes	1	—	2/3	

TABLEAU 15 : Rapports d'embranchement et d'observabilité.

Chambre	X cm		Y cm		Z cm	
1,50 m	-35,0	85,0	-20,0	18,0	-40,0	-05,0
2,00 m	-80,0	75,0	-27,0	25,0	-45,0	-05,0

TABLEAU 16 : Définition des volumes d'observation.

Configuration	Réaction	Probabilité
2B 2V ⁰	$\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$	$\frac{2}{9} P_B (\Lambda^0) P_B (K_1^0)$
2BV ⁰	$\Lambda^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ $(\Lambda^0) K^0 \pi^+ \pi^-$	$\frac{2}{9} [P_B (\Lambda^0)] [2 + P_C (K_1^0)]$ $\frac{1}{9} P_B (K_1^0) [1 + 2P_C (\Lambda^0)]$
2B	$(\Lambda^0)(K^0) \pi^+ \pi^-$	$\frac{1}{9} [1 + 2P_C (\Lambda^0)] [2 + P_C (K_1^0)]$
4BV ⁰	$\Lambda^0 [\pi^+ \pi^-] \pi^+ \pi^-$ $[p \pi^-] K^0 \pi^+ \pi^-$	$\frac{2}{9} P_B (\Lambda^0) P_A (K_1^0)$ $\frac{2}{9} P_A (\Lambda^0) P_B (K_1^0)$
4B	$(\Lambda^0) [\pi^+ \pi^-] \pi^+ \pi^-$ $[p \pi^-] (K^0) \pi^+ \pi^-$	$\frac{1}{9} [1 + 2P_C (\Lambda^0)] [P_A (K_1^0)]$ $\frac{2}{9} [2 + P_C (K_1^0)] [P_A (\Lambda^0)]$
6B	$[p \pi^-] [\pi^+ \pi^-] \pi^+ \pi^-$	$\frac{2}{9} P_A (\Lambda^0) P_A (K_1^0)$

TABLEAU 17 : Probabilité des 9 manifestations de la
réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$

Configuration	Réaction	Probabilité
2B 2V ⁰	$p K_1^0 K_1^0 \pi^-$	$\frac{4}{9} [P_B(K_1^0)_1] [P_B(K_1^0)_2]$
2BV ⁰	$p K_1^0 (K_1^0) \pi^-$	$\frac{2}{9} [P_B(K_1^0)_1] [1 + 2P_C(K_1^0)_2]$
	$p (K_1^0) K_1^0 \pi^-$	$\frac{2}{9} [1 + 2P_C(K_1^0)_1] [P_B(K_1^0)_2]$
2B	$p (K_1^0 K_1^0) \pi^-$	$\frac{1}{9} [1 + 2P_C(K_1^0)_1] [1 + 2P_C(K_1^0)_2]$
4BV ⁰	$p K_1^0 [\pi^+ \pi^-] \pi^-$	$\frac{4}{9} [P_B(K_1^0)_1] [P_A(K_1^0)_2]$
	$p [\pi^+ \pi^-] K_1^0 \pi^-$	$\frac{4}{9} [P_A(K_1^0)_1] [P_B(K_1^0)_2]$
4B	$p (K_1^0) [\pi^+ \pi^-] \pi^-$	$\frac{2}{9} [1 + 2P_C(K_1^0)_1] [P_A(K_1^0)_2]$
	$p [\pi^+ \pi^-] (K_1^0) \pi^-$	$\frac{2}{9} [P_A(K_1^0)_1] [1 + 2P_C(K_1^0)_2]$
6B	$p [\pi^+ \pi^-] [\pi^+ \pi^-] \pi^-$	$\frac{4}{9} [P_A(K_1^0)_1] [P_A(K_1^0)_2]$

TABLEAU 18 : Probabilité des 9 manifestations possibles
de la réaction $\pi^- p \rightarrow p K_1^0 K_1^0 \pi^-$.

Configuration	Réaction	Probabilité
$2BV^0$	$p K_1^0 (K_2^0) \pi^-$	$\frac{2}{3} P_B (K_1^0)$
$2B$	$p (K_1^0 K_2^0) \pi^-$	$\frac{1}{3} [1 + 2P_C (K_1^0)]$
$4B$	$p [\pi^+ \pi^-] (K_2^0) \pi^-$	$\frac{2}{3} P_A (K_1^0)$

TABLEAU 19 : Probabilité des 3 manifestations possibles
à la réaction $\pi^- p \rightarrow p K_1^0 K_2^0 \pi^-$

Réaction	Evts. observés		Evts. produits	$\sigma \pm \Delta\sigma$ μb
	Désint.	N^0	N^p	
$p K_1^0 K_1^0 \pi^-$	$2K_1^0$	11	29.1	17 ± 5
$p K_1^0 (K^0) \pi^-$	$1K_1^0$	35.8	—	—
$p K_1^0 K_2^0 \pi^-$	$1K_1^0$	23.0	37.9	22 ± 7
$p K^0 \bar{K}^0 \pi^-$	$\begin{cases} 1K_1^0 \text{ ou} \\ 2K_1^0 \end{cases}$	46.8	96.1	56 ± 9

TABLEAU 20 : Section efficace du canal $p K^0 \bar{K}^0 \pi^-$

i	Canal	Désint. Obser.	R _i	N _i ^o	N _i ^p	$\sigma_i = f N_i^p \pm \Delta \sigma_i$ μb
1.	$\Upsilon^0 K^0$	$\Lambda^0 K^0$	2/9	2	14.4	8 ± 6
2.	$n K_1^0 K_1^0$	$K_1^0 K_1^0$	4/9	7	20.7	12 ± 5
3.	$\Lambda^0 K^0 \pi^0$	$\Lambda^0 K^0$	2/9	2	12.8	7 ± 5
4.	$K_1^0 K_1^0 (MM)$	$K_1^0 K_1^0$	4/9	10	25.9	15 ± 5
5.	$\Upsilon^0 K^0 (MM)$	$\Lambda^0 K^0$	2/9	14	80.0	46 ± 15

TABLEAU 21 : Sections efficaces des OB $2V^0$

	i Canal	Désint. Obs.	R _i	N _i ^o	N _i ^p	$\sigma_i = f N_i^p \pm \Delta\sigma_i$ μb
3-corps	1. p K ^o K ⁻	K ^o	1/3	8	26.1	15 ± 5
	2. Λ ^o K ⁺ π ⁻	Λ ^o	2/3	12	20.0	12 ± 3
	3. Σ ⁺ K ^o π ⁻	Σ ⁺ K ^o	1/3	2	7.8	5 ± 4
	4. Σ ^o K ⁺ π ⁻	Λ ^o	2/3	12	19.0	11 ± 3
	5. Σ ⁻ K ^o π ⁺	Σ ⁻	2/3	8	12.8	7 ± 3
4-corps	6. p K ^o K ⁻ π ^o	K ^o	1/3	34.1	109.2	63 ± 11
	7. p K ₁ ^o K ₁ ^o π ⁻	K ₁ ^o K ₁ ^o	4/9	11.0	29.1	17 ± 5
	p K ₁ ^o (K ^o) π ⁻	K ₁ ^o	2/9	35.8	—	—
	p K ₁ ^o K ₂ ^o π ⁻	K ₁ ^o	2/3	22.9	37.8	22 ± 7
	8. n K ₁ ^o K ⁻ π ⁺	K ^o	1/3	13.6	45.0	26 ± 7
	9. n K ^o K ⁺ π ⁻	K ^o	1/3	13.7	45.0	26 ± 7
	10. Λ ^o K ⁺ π ⁻ π ^o	Λ ^o	2/3	49.0	80.0	46 ± 7
	11. Λ ^o K ^o π ⁺ π ⁻	Λ ^o K ^o	2/9	9	50.0	29 ± 10
	12. Σ ⁺ K ^o π ⁻ π ^o	Σ ⁺ K ^o	1/3	6	21.3	12 ± 5
	13. Σ ^o K ^o π ⁺ π ⁻	Λ ^o K ^o	2/9	5	32.0	19 ± 9
	14. Σ ⁻ K ^o π ⁺ π ^o	Σ ⁻ K ^o	1/3	2	6.9	4 ± 3
5-corps	15. p K ₁ ^o K ₁ ^o π ⁻ π ^o	K ₁ ^o K ₁ ^o	4/9	12.5	31.5	18 ± 5
	16. n K ₁ ^o K ₁ ^o π ⁺ π ⁻	K ₁ ^o K ₁ ^o	4/9	11.5	29.1	17 ± 5
	17. Λ ^o K ^o π ⁺ π ⁻ π ^o	Λ ^o K ^o	2/9	20.0	110.0	64 ± 15
Multineutres	18. K ^o K ⁻ π ⁺ (MM)	K ^o	1/3	58	118.7	109 ± 16
	19. K ^o K ⁺ π ⁻ (MM)	K ^o	1/3	47.9	154.2	89 ± 14
	20. K ₁ ^o K ₁ ^o π ⁺ π ⁻ (MM)	K ₁ ^o K ₁ ^o	4/9	16.7	43.6	25 ± 6
	21. p K ^o K ⁻ (MM)	K ^o	1/3	29.6	94.8	55 ± 11
	22. p K ₁ ^o K ₁ ^o π ⁻ (MM)	K ₁ ^o K ₁ ^o	4/9	7.2	18.2	11 ± 4
	23. Λ ^o K ⁺ π ⁻ (MM)	Λ ^o	2/3	72.8	118.5	69 ± 9
	24. Y ^o K ^o π ⁺ π ⁻ (MM)	Λ ^o K ^o	2/9	40.2	216.0	125 ± 21
	25. Σ ⁺ K ^o π ⁻ (MM)	Σ ⁺ K ^o	1/3	2	7.5	4 ± 3
	26. Σ ⁻ K ^o π ⁺ (MM)	Σ ⁻ K ^o	1/3	4	12.6	7 ± 4

TABLEAU 22 : Sections efficaces des 2BV^o et 2BV^oV

	i	Canal	Désint.	R_i	N_i^0	N_i^p	$\sigma_i = f \frac{N_i^p}{\mu b} \pm \Delta\sigma_i$
			Obs.				
5-corps	1.	$\Sigma^+ K^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$	$\Sigma^+ K^0$	1/3	5	18	10 ± 5
	2.	$\Sigma^- K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$\Sigma^- K^0$	1/3	5.5	18.9	11 ± 5
6-corps	3.	$p K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$	$K_1^0 K_1^0$	4/9	5	12.6	7 ± 3
	4.	$\Sigma^+ K^0 \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	$\Sigma^+ K^0$	1/3	9	31.5	18 ± 7
	5.	$\Sigma^- K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$	$\Sigma^- K^0$	1/3	7.5	25	15 ± 6
	6.	$Y^0 K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	$\Lambda^0 K^0$	2/9	4	20.2	12 ± 6
7-corps	7.	$p K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	$K_1^0 K_1^0$	4/9	6	15.1	9 ± 4
	8.	$n K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	$K_1^0 K_1^0$	4/9	3	7.7	5 ± 3
	9.	$\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	$\Lambda^0 K^0$	2/9	16	84.6	49 ± 13
Multineutres	10.	$\Sigma^+ K^0 \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)$	$\Sigma^+ K^0$	1/3	5	17.4	10 ± 5
	11.	$\Sigma^- K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- (MM)$	$\Sigma^- K^0$	1/3	6	20.1	12 ± 5
	12.	$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)$	$K_1^0 K_1^0$	4/9	3	8.6	5 ± 3
	13.	$p K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)$	$K_1^0 K_1^0$	4/9	5	12.2	7 ± 3
	14.	$Y^0 K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (MM)$	$\Lambda^0 K^0$	2/9	10	50.8	30 ± 10

TABLEAU 23 : Sections efficaces des 4B V^0V

i	Canal	Désint. Obs.	R_i	N_i^o	N_i^p
1.	$Y^o K^o$	$\Lambda^o K^o$	2/9	2	14.4
	$Y^o (K^o)$	Λ^o	4/9	13	31.8
	$(Y^o) K^o$	K^o	1/9	2	21.6
2.	$\Lambda^o K^o \pi^+ \pi^-$	$\Lambda^o K^o$	2/9	9	50.0
	$\Lambda^o (K^o) \pi^+ \pi^-$	Λ^o	4/9	49	117
	$(\Lambda^o) K^o \pi^+ \pi^-$	K^o	1/9	15.4	155.7
3.	$\Sigma^o K^o \pi^+ \pi^-$	$\Lambda^o K^o$	2/9	5	32
	$(\Sigma^o) K^o \pi^+ \pi^-$	K^o	1/9	13.4	139.5

**TABLEAU 24 : Diverses déterminations du nombre d'événements
produits dans les canaux $Y^o K^o$,
 $\Lambda^o K^o \pi^+ \pi^-$ et $\Sigma^o K^o \pi^+ \pi^-$**

Config.	v^+	v^-	v^+v^-	Total
2B	87	61	4	152
4B	211	199	12	422
6B	123	113	12	248
>6B	23	24	3	50
Total	444	397	31	872

**TABLEAU 25 : Répartition des événements de la
C.B.H. de 2,00 m non-utilisés pour
le calcul des sections efficaces.**

Configurations		N ^D Evts. Dépouil.	Total	N ⁰ = Nbre. Evts. après coupures					
				Y ⁰	K ₁ ⁰	Λ ⁰ K ₁ ⁰	K ₁ ⁰ K ₁ ⁰	Σ ⁺ K ₁ ⁰	Σ ⁻ K ₁ ⁰
Mesurées Analysées	OBV ⁰ + OB2V ⁰	171	156	63	57	19	17		
	2BV ⁰	886	728	326	402				
	2B2V ⁰	165	136			77	59		
	2BV ⁰ V ⁺	24	10					10	
	2BV ⁰ V ⁻	20	6						6
	4B2V ⁰	77	54			30.5	23.5		
	4BV ⁰ V ⁺	50	19					19	
	4BV ⁰ V ⁻	43	20						20
Non-Mesurées	4BV ⁰	687	563	252	311				
	6BV ⁰	164	134	60	74				
	6B2V ⁰	16	11.2			6.3	4.9	4.9	
	6BV ⁰ V ⁺	13	4.9						
	6BV ⁰ V ⁻	12	5.6						5.6
	> 6B _V ⁰ > 2V	40 24							
T O T A L		2 392	1 847.7	701	844	132.8	104.4	33.9	31.6

TABLEAU 26 : Répartition des événements de la C. B. H. de 2,00 M ayant servi au calcul des sections efficaces totales de production de particules étranges.

Hypothèses de calcul		$\sigma \pm \Delta\sigma$ mb
$\sigma [Y^0 K^0]$	$= 2 \left\{ \sigma [\Sigma^0 K_1^0] + \sigma [\Lambda^0 K_1^0] \right\}$	0.438 ± 0.044
$\sigma [Y^+ K^0]$	$= 2\sigma [\Sigma^+ K_1^0]$	0.075 ± 0.014
$\sigma [Y^- K^0]$	$= 2\sigma [\Sigma^- K_1^0]$	0.062 ± 0.012
$\sigma [Y^0 K^+]$	$= \sigma [\Sigma^0 K^+] + \sigma [\Lambda^0 K^+]$	0.372 ± 0.042
$\sigma [Y^+ K^+]$	$= \sigma [\Sigma^+ K^+] = 2\sigma [\Sigma^+ K_1^0]$	0.075 ± 0.014
$\sigma [Y^- K^+]$	$= \sigma [\Sigma^- K^+] = 2\sigma [\Sigma^- K_1^0]$	0.062 ± 0.012
$\sigma [Y K]$	$= 2\sigma [Y^0 K_1^0] + \sigma [Y^0 K^+] + 4\sigma [Y^\pm K_1^0]$	1.08 ± 0.07
$\sigma [K_1^0 K_1^0]$		0.163 ± 0.019
$\sigma [X]$	$= \sigma [K_1^0 K_2^0] + \sigma [K_1^0 K^+] + \sigma [K_1^0 K^-]$	0.637 ± 0.049
	$= \sigma [K_2^0 K_1^0] + \sigma [K_2^0 K^+] + \sigma [K_2^0 K^-]$	0.637 ± 0.049
$\sigma [K \bar{K}]$	$= 4\sigma [K_1^0 K_1^0] + 2\sigma [X]$	1.93 ± 0.12
$\sigma [> 2P.E.]$	$= 0.010 \left\{ \sigma [Y K] + \sigma [K \bar{K}] \right\}$	0.030 ± 0.006
$\sigma [\bar{\Lambda}^0 \Xi, \text{etc}]$	$= 0.024 \left\{ \sigma [Y K] + \sigma [K \bar{K}] \right\}$	0.069 ± 0.015
$\sigma_{\text{tot}} [P.E.]$	$= f_2 \left\{ \sigma [Y K] + \sigma [K \bar{K}] \right\}$	3.1 ± 0.2

TABLEAU 27 : Sections efficaces totales de production des
particules étranges.

Canal	Résonance	Pourcentage			
		1.8-2.2 GeV/c	2.9 - 3.3 GeV/c	3.8-4.2 GeV/c	11.1 GeV/c
$\pi^- p \rightarrow p K^0 K^-$	$\Lambda'(1520) \rightarrow p K^-$	28	20	9	...
	$\Lambda_2 \rightarrow K^0 K^-$	0	28	26	24
$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^-$	$\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$	31	5	2	0
	$K^*(892) \rightarrow K^+ \pi^-$	49	43	48	18
	$K^*(1420) \rightarrow K^+ \pi^-$	0	0	17	0
$\pi^- p \rightarrow p K^0 K^- \pi^0$	$\Lambda'(1520) \rightarrow p K^-$	...	15	10	0
	$K^*(892) \rightarrow K^0 \pi^0$	...			17
$\pi^- p \rightarrow p K^0 \bar{K}^0 \pi^-$	$\chi(725) \rightarrow K^0 \pi^-$	...			11
	$K^*(892) \rightarrow K^0 \pi^-$				32
	$K^*(1420) \rightarrow K^0 \pi^-$				15
$\pi^- p \rightarrow p K \bar{K} \pi$	$K^*(892) \rightarrow K \pi$	...	17	10	25
$\pi^- p \rightarrow n K^0 K^\pm \pi^\mp$	$D(1285) \rightarrow K \bar{K} \pi$	...	10	7	...
	$E(1422) \rightarrow K \bar{K} \pi$	...	17	5	...
	$K^*(892) \rightarrow K \pi$	...	30	15	Indication
$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$	$\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$	38	12	12	0
	$\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi^0$	54	30	22	0
	$\chi(725) \rightarrow K^+ \pi^0$		Non	Non	Signal
	$K^*(892) \rightarrow K^+ \pi^-$	42	34	31	8
	$K^*(892) \rightarrow K^+ \pi^0$	38	17	8	6
$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$	$\Lambda'(1520) \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$	9	3	2	0
	$\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$	52	26	10	0
	$\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$	19	15	11	4
	$K^*(892) \rightarrow K^0 \pi^+$	52	21	11	9
	$\rho(765) \rightarrow \pi^+ \pi^-$	0	0	0	9
$\pi^- p \rightarrow N K_1^0 K_1^0 \pi \pi$	$\chi(725) \rightarrow K_1^0 \pi$	...	aucune structure		Signal
	$K^*(892) \rightarrow K_1^0 \pi$	...			"
$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	$\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi_0^+$	...	Signal		"
	$\Sigma(2030) \rightarrow \Lambda^0 \pi_0^+$	...			"
	$\chi(725) \rightarrow K_1^0 \pi$	...			"
	$K^*(892) \rightarrow K_1^0 \pi$	...	Signal		"
	$\omega(784) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	...			0
			22 %		

TABLEAU 28 : Etats résonnants.

Particule	Nombre N	$\langle P_{ }^* \rangle \pm \sigma / \sqrt{N}$ GeV/c		$\langle P_{\perp}^* \rangle \pm \sigma / \sqrt{N}$ GeV/c	
Σ^+	20	- 1.23	0.12	0.55	0.07
Σ^-	18	- 0.5	0.4	0.52	0.08
Λ^0	723	- 0.82	0.03	0.47	0.01
(Λ^0)	28	- 1.19	0.14	0.53	0.05
(n)	70	- 0.69	0.12	0.52	0.04
p	344	- 0.97	0.04	0.40	0.01
K_1^0	1169	0.28	0.02	0.42	0.01
(K^0)	149	0.40	0.08	0.44	0.02
K^+	401	0.03	0.04	0.39	0.01
K^-	275	0.21	0.04	0.38	0.01
π^+	877	0.04	0.02	0.34	0.01
π^-	1350	0.33	0.02	0.35	0.01
(π^0)	236	0.27	0.05	0.39	0.02

TABLEAU 29 : Impulsions moyennes des secondaires des
2BV⁰ et 2BV⁰V dans le C. M.

Particules	$\langle P_{//}^* \rangle \pm \sigma / \sqrt{128}$		$\langle P_{\perp}^* \rangle \pm \sigma / \sqrt{128}$	
	GeV/c		GeV/c	
Λ^0	- 1.13	0.07	0.49	0.02
K^0	0.24	0.08	0.46	0.02
π^+	0.28	0.06	0.39	0.02
π^-	0.61	0.07	0.40	0.02

TABLEAU 30 : Impulsions moyennes des particules dans
le C. M. de la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$

Paramètres	CHAN HONG-MO et al. (réf. 42)	F. CASO et al. (réf. 40)	Cette expérience
a	1.0	1.0	1.0
$b_A = b_n$	1 GeV ²	1 GeV ²	1 GeV ²
b_i	1.2 GeV ²	1.2 GeV ²	1.2 GeV ²
$b_B = b_1$	0.5 GeV ²	0.5 GeV ²	0.5 GeV ²
c	1	1	1
$g_M = g_{\text{mésion}}$	c/1.4	c/1.6	c/1.6
$g_N = g_{\text{nucléon}}$	1.3 g_M	0.6 g_M	0.6 g_M
$g_K = g_{\text{kaon}}$	g	_____	g_M
$g_Y = g_{\text{hypéron}}$	g_N	_____	g_N
α_P	1.0	_____	1.0
$\alpha_{\text{Mésion étrange}}$	0.3	_____	0.3
$= \alpha_{K^*}$		0.6	0.6
α_P	0.5	0.3	0.3
$\alpha_M = \alpha_{\text{mésion}}$ $= \alpha_{A_2}$			
α_N	- 0.35	- 0.4	- 0.4
α_{Λ^0}	_____	_____	- 0.7
α_{Σ}	_____	_____	- 0.23

TABEAU 31 : Paramètres du modèle multipériphérique
de Regge.

LEGENDES DES FIGURES

Fig. 1a : Position des croix référentielles de la C.B.H. de 2,00 m

Fig. 1b à d : Reconstitution des croix référentielles de la C.B.H. de 2,00 m

Fig. 2a : Position des croix référentielles de la B.H.B.C. de 1,50 m

Fig. 2b et c : Reconstitution des croix référentielles de la B.H.B.C. de 1,50 m

Fig. 3a : Masses invariantes au carré des K_1^0 de la C.B.H. de 2,00 m

Fig. 3b : Masses invariantes au carré des K_1^0 de la B.H.B.C. de 1,50 m

Fig. 4a : Masses invariantes au carré des Λ^0 de la C.B.H. de 2,00 m

Fig. 4b : Masses invariantes au carré des Λ^0 de la B.H.B.C. de 1,50 m

Fig. 5 : Distribution de l'angle de désintégration du p, π^+ ou Λ^0 dans le C.M. du V^0

Fig. 6a : Impulsion dans le laboratoire, des protons

Fig. 6b : Impulsion dans le laboratoire, des $K^\pm$

Fig. 6c : Impulsion dans le laboratoire, des $\pi^\pm$

Fig. 7 : Ionisation des p, K, et π en fonction de leur impulsion dans le laboratoire

Fig. 8 : Sections efficaces totales de production $\pi^\pm p$ en fonction de l'impulsion incidente (réf. [30])

Fig. 9 : Sections efficaces d'états finals à 3 corps en fonction de l'impulsion incidente

Fig. 10 : Sections efficaces d'états finals à 4 corps en fonction de l'impulsion incidente

Fig. 11 : Sections efficaces d'états finals à 4 corps et 5 corps en fonction de l'impulsion incidente

- Fig. 12 : Sections efficaces totales de production de particules étranges dans les interaction $\pi^- p$
- Fig. 13 : Masses équivalentes de pK^0K^-
- Fig. 14 : DALITZ de pK^0K^-
- Fig. 15 : Masses équivalentes de $\Lambda^0 K^+ \pi^-$
- Fig. 16 : Masses équivalentes de $pK^0 K^- \pi^0$
- Fig. 17 : Masses équivalentes de $pK^0 \bar{K}^0 \pi^-$
- Fig. 18 : Masses équivalentes de $nK_1^0 K^+ \pi^-$
- Fig. 19 : Masses équivalentes de $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$
- Fig. 20 : Masses équivalentes de $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$
- Fig. 21 : Masses équivalentes de $NK_1^0 K_1^0 \pi \pi$
- Fig. 22 : Masses équivalentes de $\Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$
- Fig. 23 : Masse équivalente de $\Lambda^0 K_1^0$
- Fig. 24 : Masse équivalente de $K_1^0 K_1^0$
- Fig. 25 : Masses équivalentes du canal $NK_1^0 K \pi$
- Fig. 26 : Masses équivalentes des canaux $nK\bar{K}\pi$ et $pK\bar{K}\pi$ selon O. DAHL et al. (réf. [36])
- Fig. 27 : Impulsions longitudinales des baryons dans le C.M.
- Fig. 28 : Impulsions longitudinales des kaons dans le C.M.
- Fig. 29 : Impulsions longitudinales des pions dans le C.M.
- Fig. 30 : Impulsions transverses des baryons dans le C.M.
- Fig. 31 : Impulsions transverses des kaons dans le C.M.
- Fig. 32 : Impulsions transverses des pions dans le C.M.
- Fig. 33 : Distributions angulaires des baryons dans le C.M.
- Fig. 34 : Distributions angulaires des mésons dans le C.M.

Fig. 35 : Impulsions longitudinales des traces de $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$
dans le C.M.

(... distribution selon le diagramme I-1(ϱ) ;
--- distribution selon la somme des diagrammes
I-1(ϱ) et II-2)

Fig. 36 : Impulsions transverses des traces de $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$
dans le C.M.

(... distribution selon le diagramme I-1(ϱ)
--- distribution selon la somme des diagrammes
I-1(ϱ) et II-2)

Fig. 37 : Distributions angulaires des traces de $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$
dans le C.M.

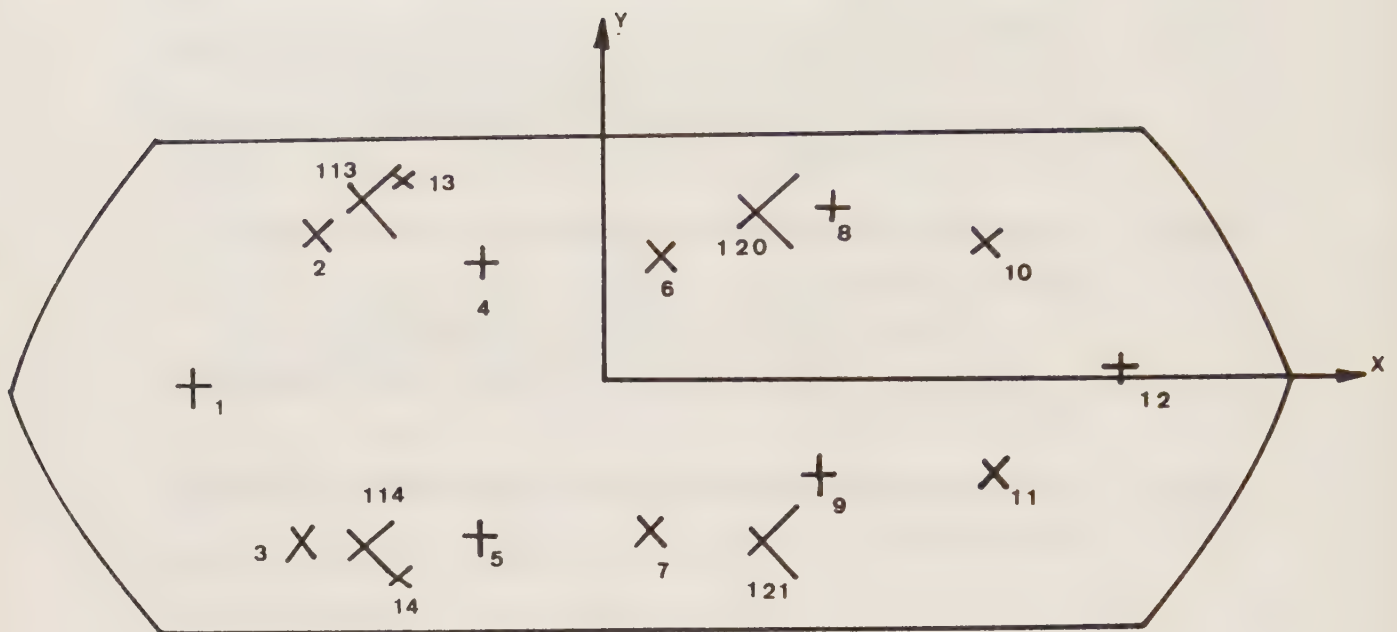


Fig. 1a - Position des croix référentielles de la C.B.H. de 2,00 m

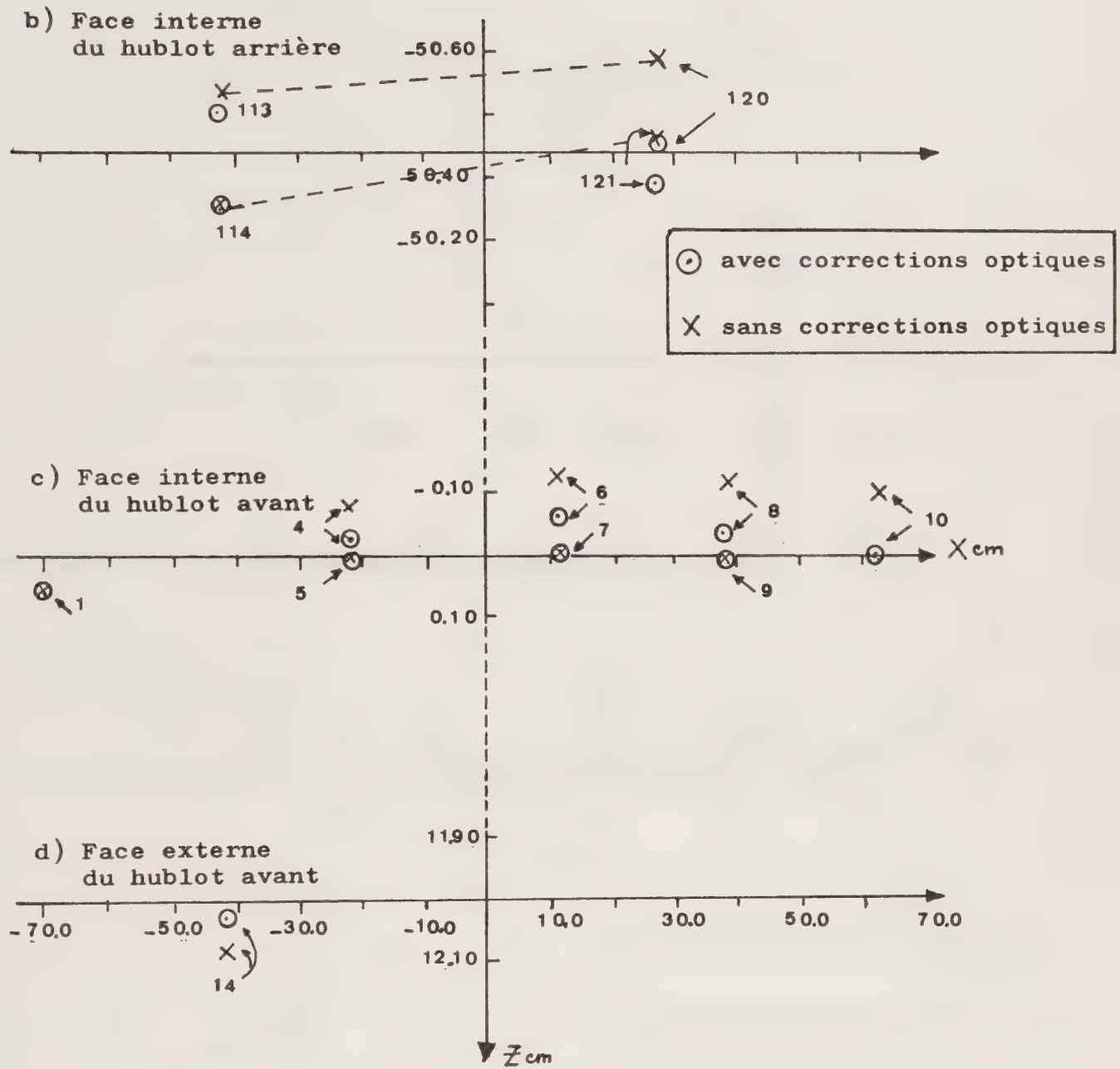


Fig. 1b à d : Reconstitution des croix référentielles de la
C.B.H. de 2,00 m

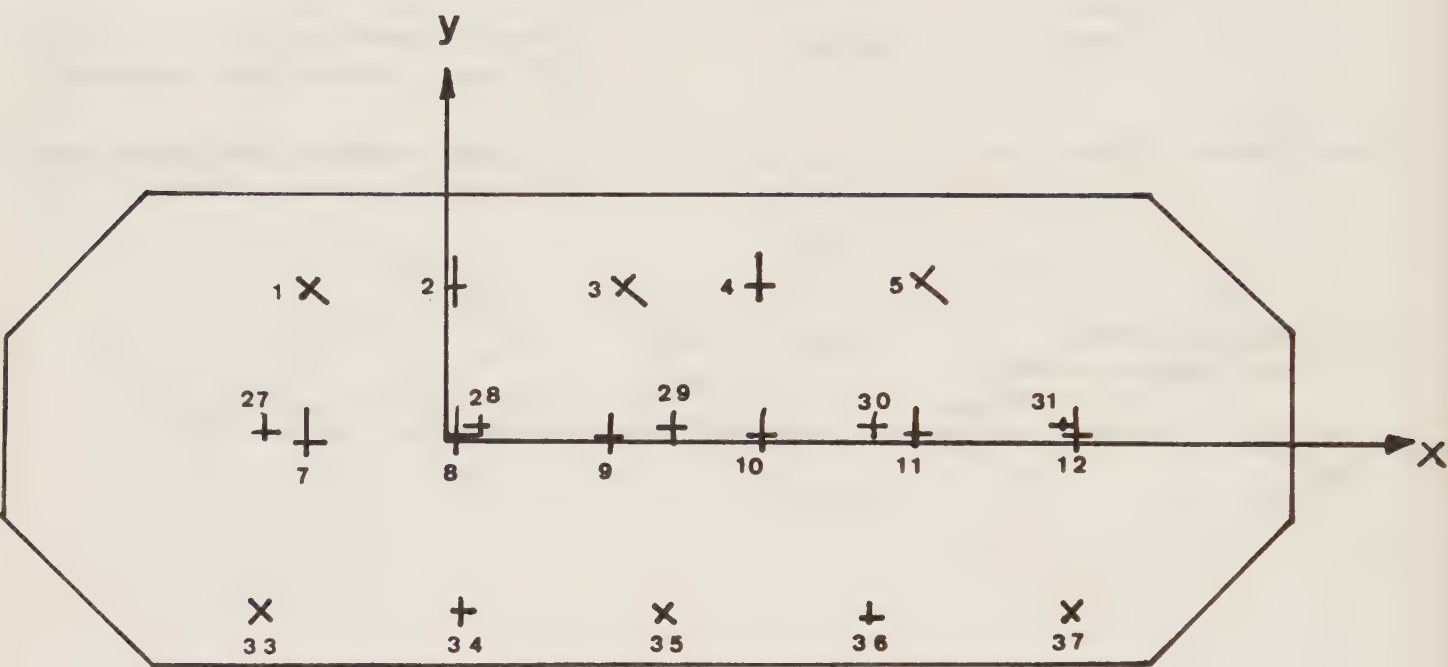
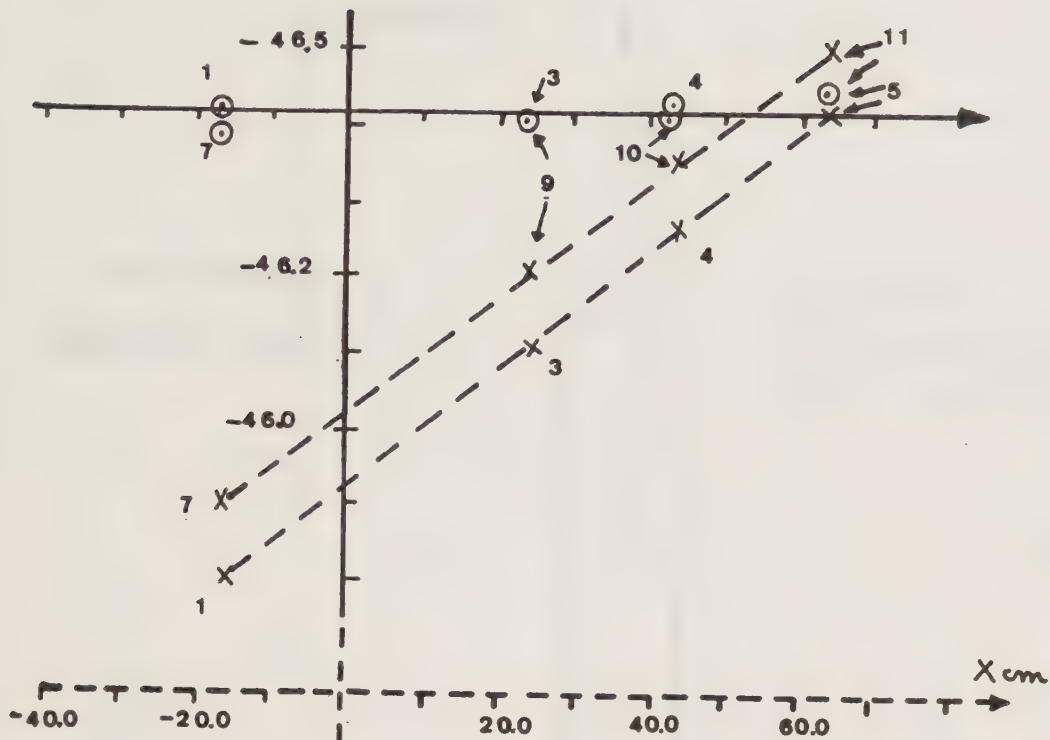


Fig. 2a - Position des croix référentielles de la B.H.B.C.
de 1,50 m

b) Face interne du
hublot arrière



c) Face interne
du hublot avant

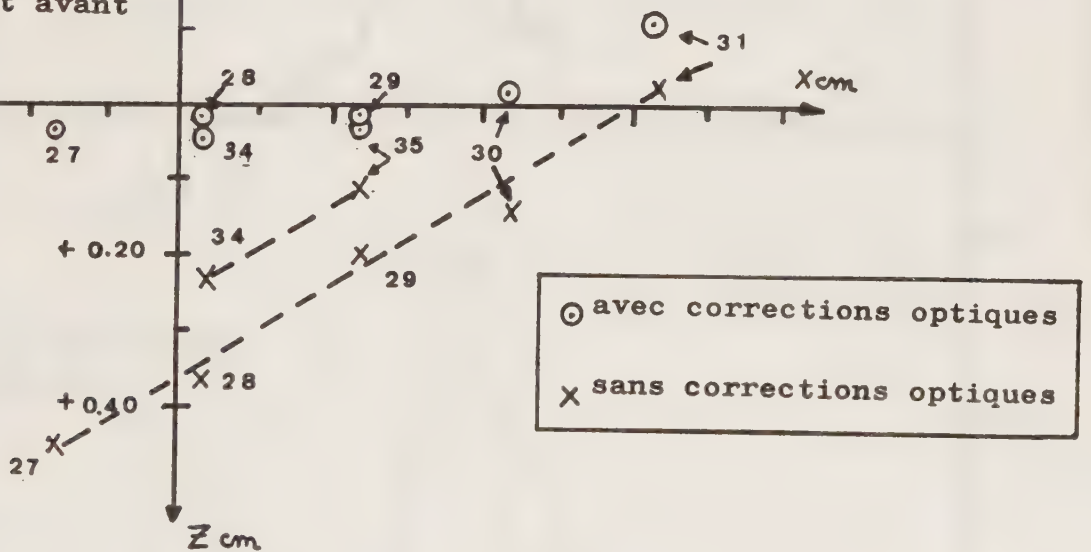


Fig. 2b et 2c - Reconstitution des croix de B.H.B.C. de 1,50 m

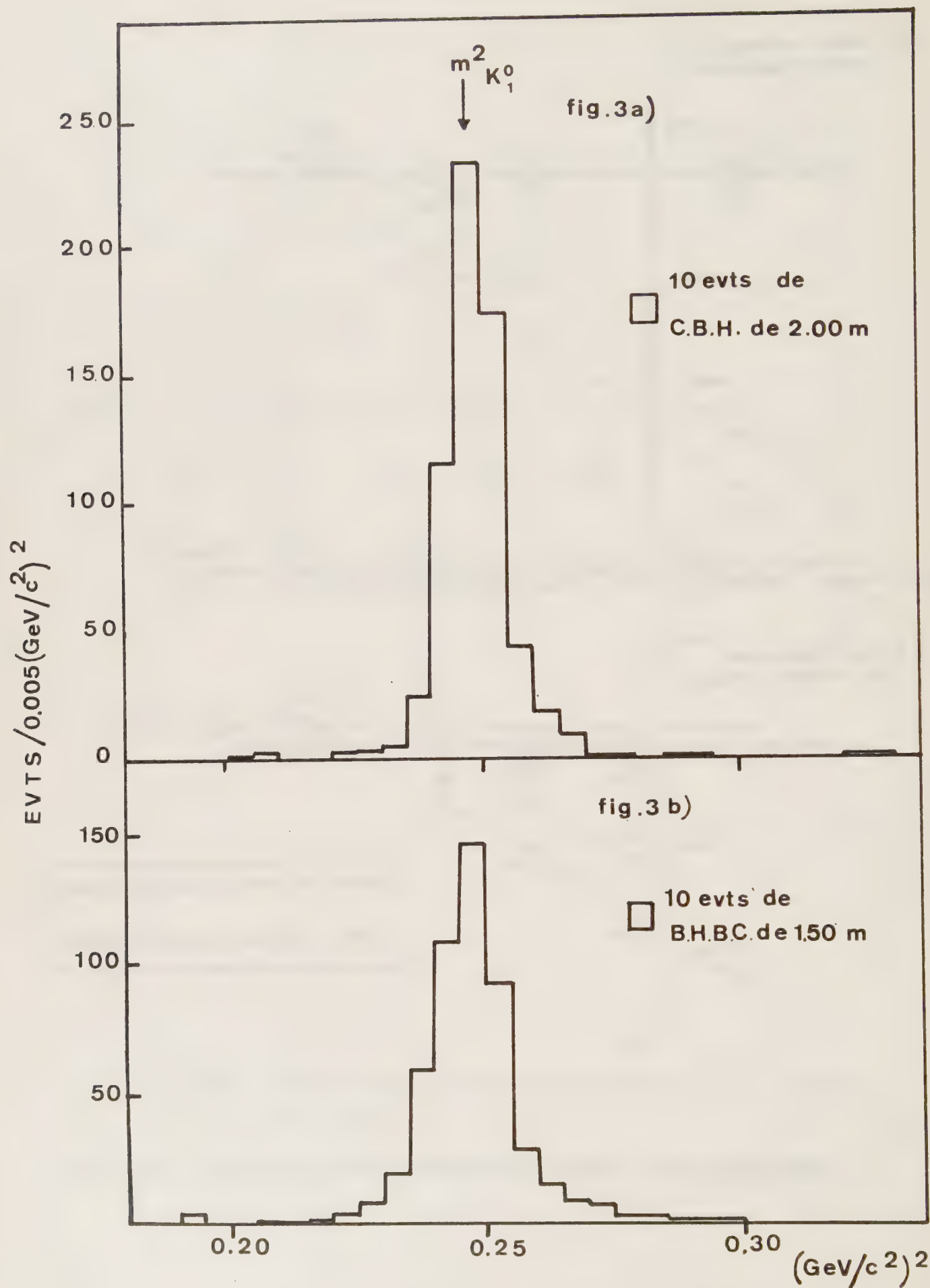


Fig. 3 - Masses invariantes au carré des K_1^0

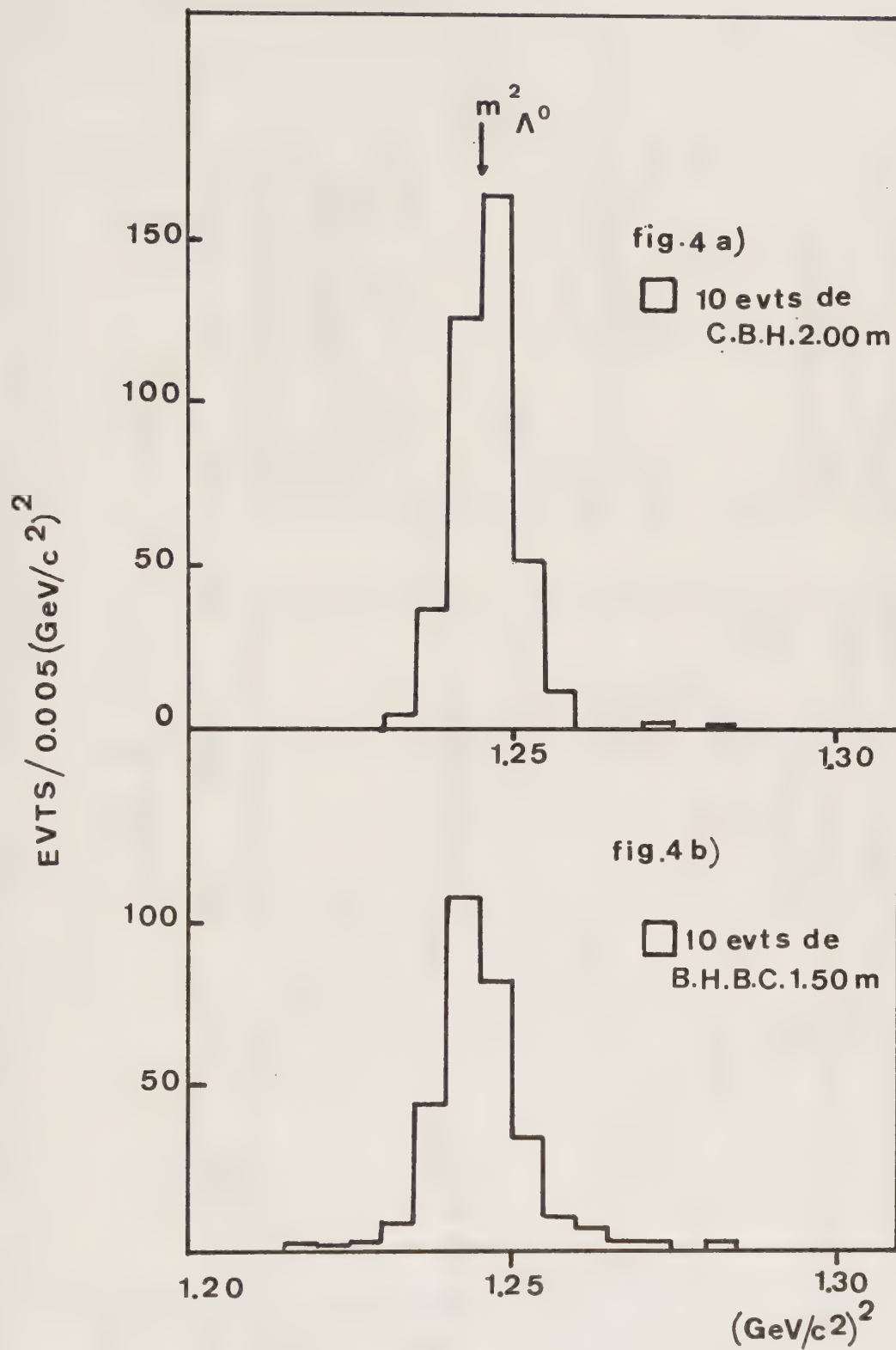


Fig. 4 - Masses invariantes au carré des Λ^0

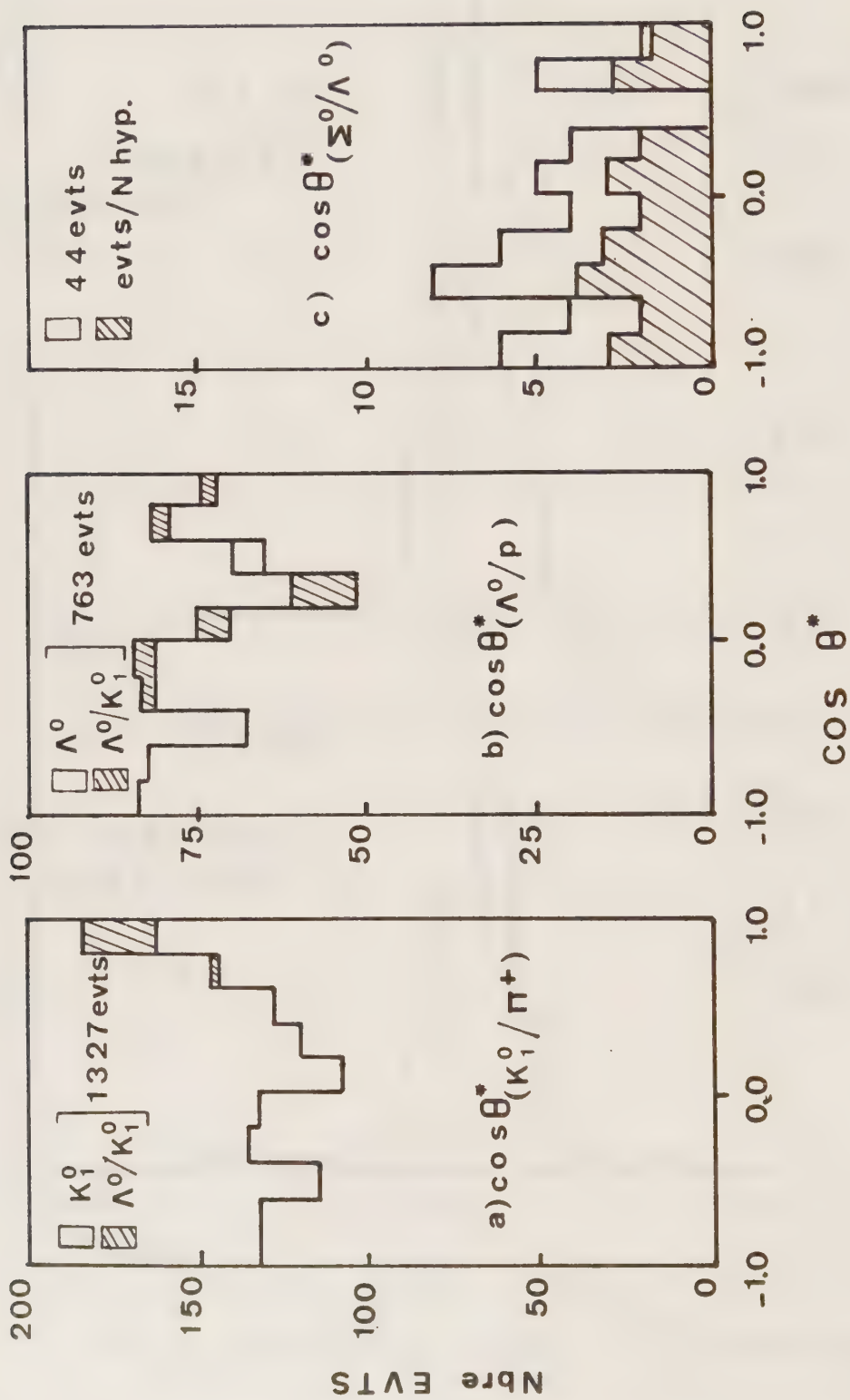


Fig. 5 - Distribution de l'angle de désintégration du p , π^+ ou Λ^0 dans le c.m. du V^0

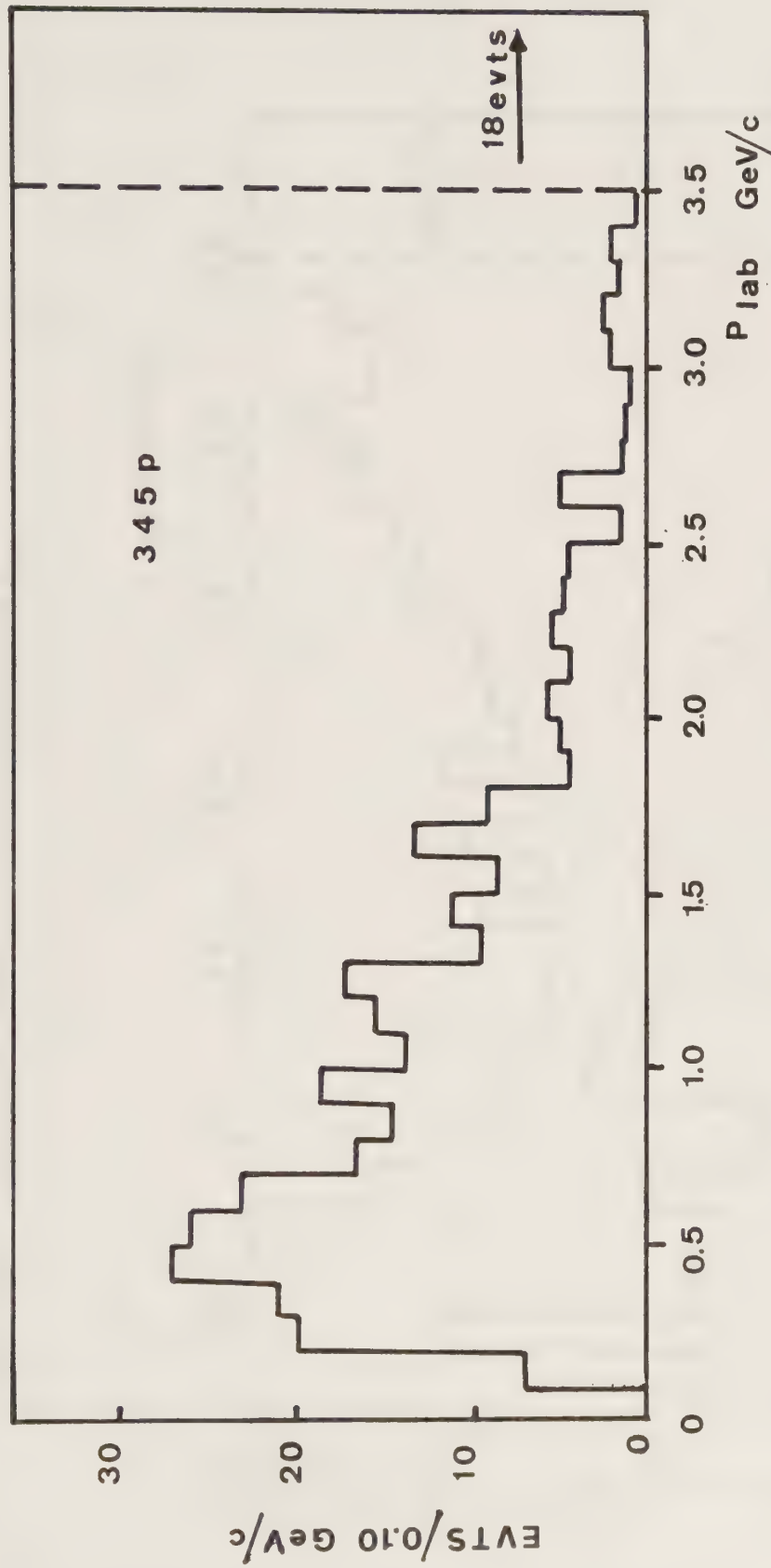


Fig. 6a - Impulsion dans le laboratoire, des protons

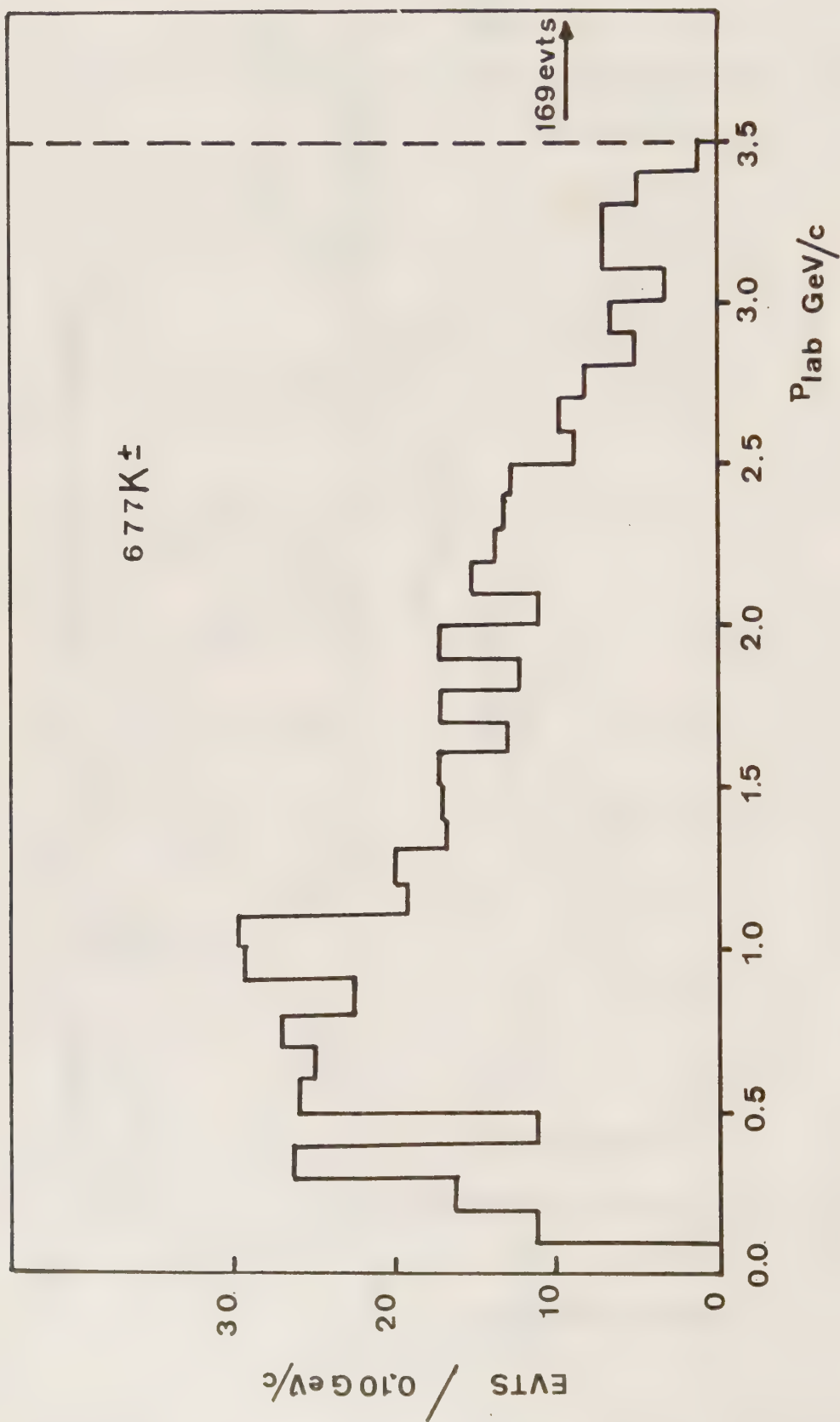


Fig. 6b - Impulsion dans le laboratoire, des $K^{\pm}$

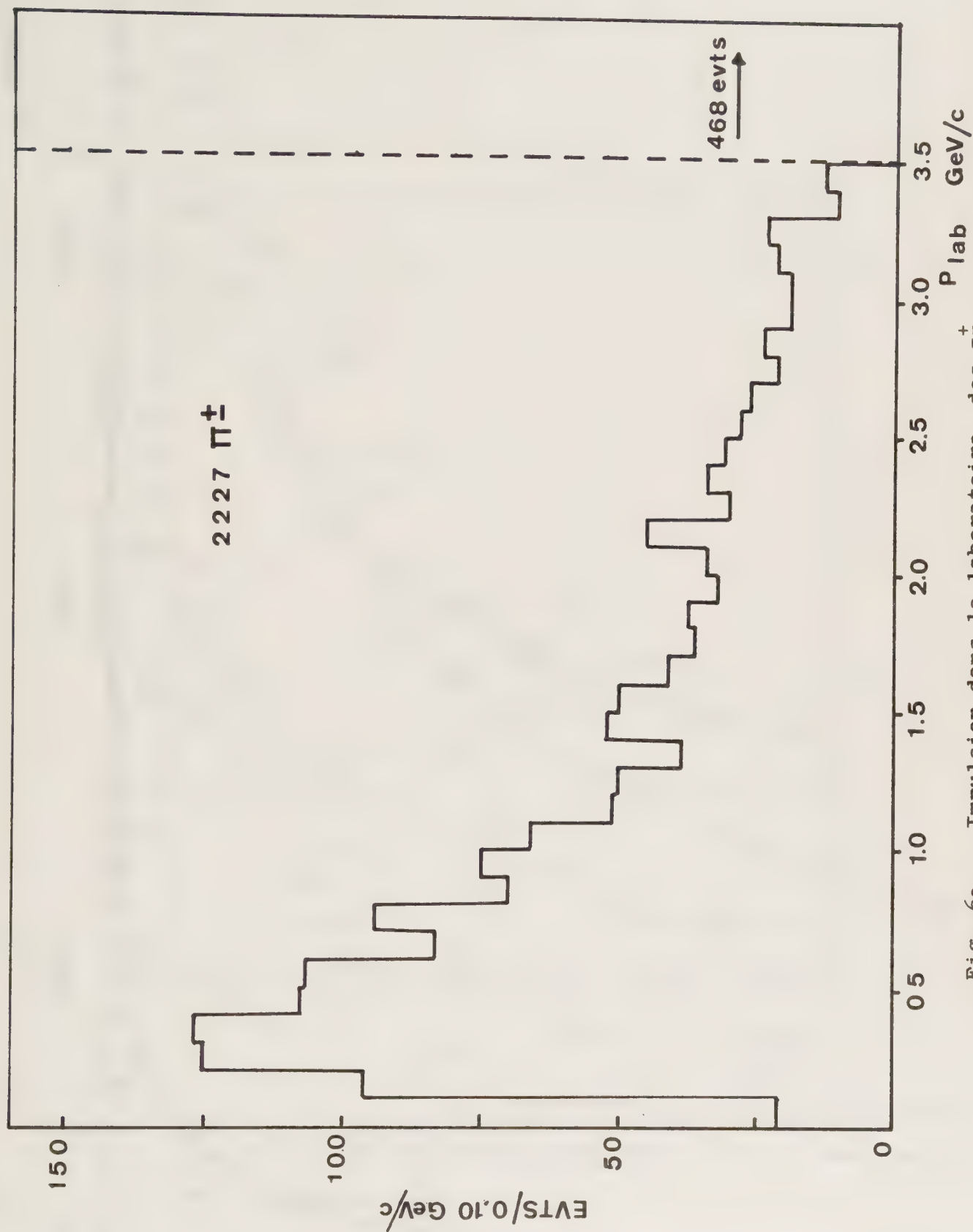


Fig. 6c. - Impulsion dans le laboratoire, des $\pi^\pm$

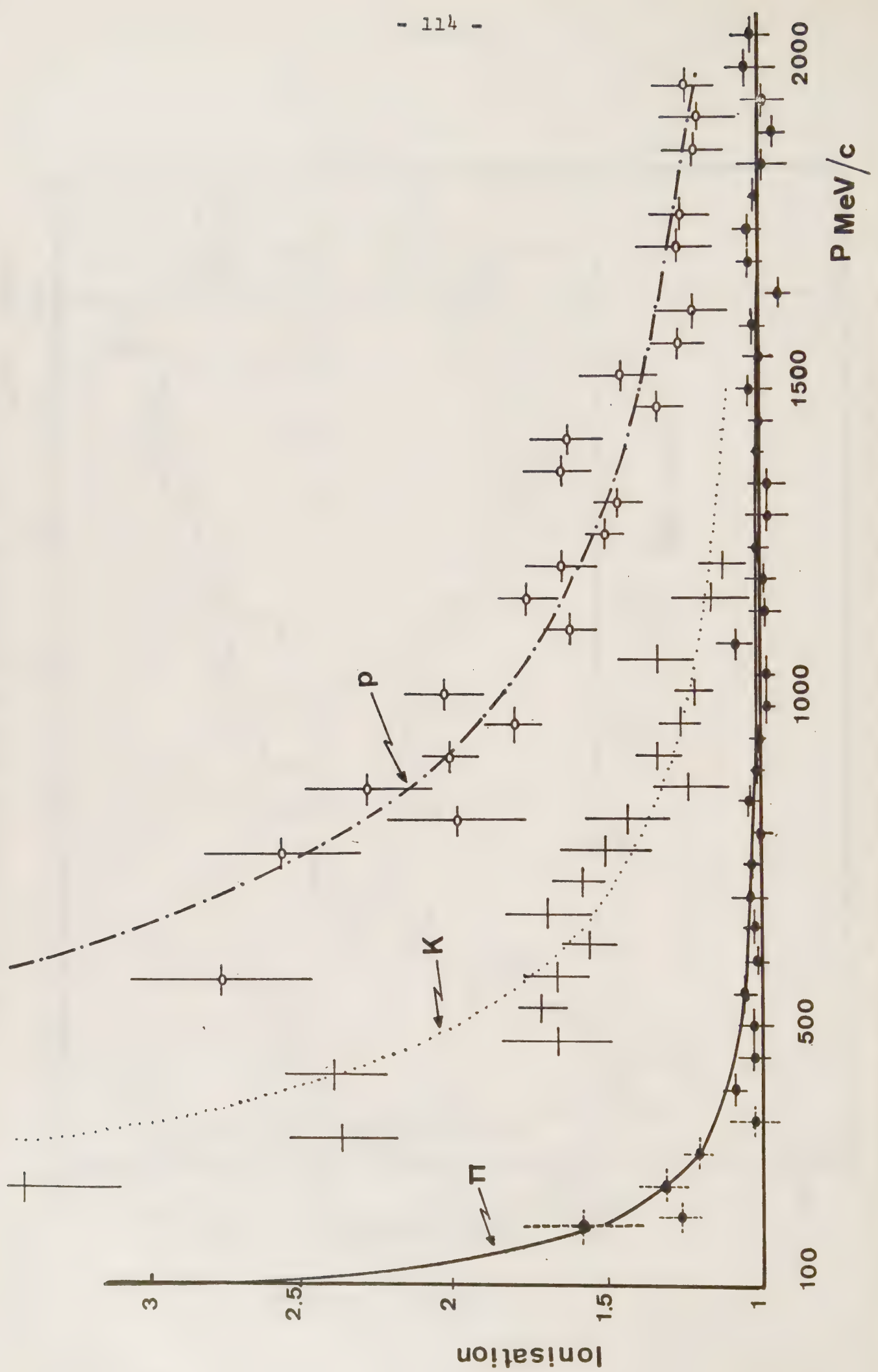


Fig. 7 - Ionisation des p, K et π en fonction de leur impulsion dans le laboratoire.

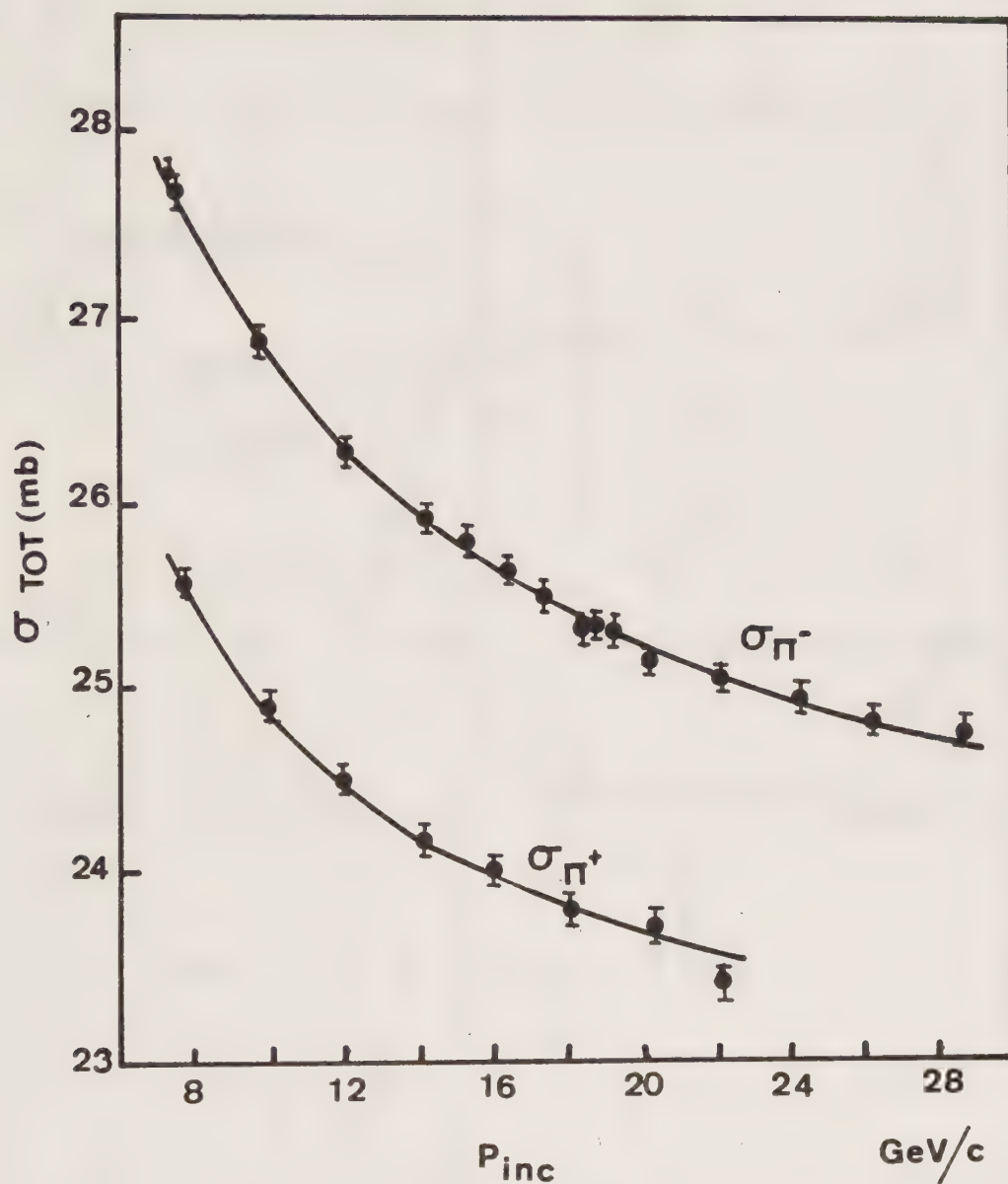


Figure 8 - Sections efficaces totales de production $\pi^{\pm} p$ en fonction de l'impulsion incidente. (ref. 30)

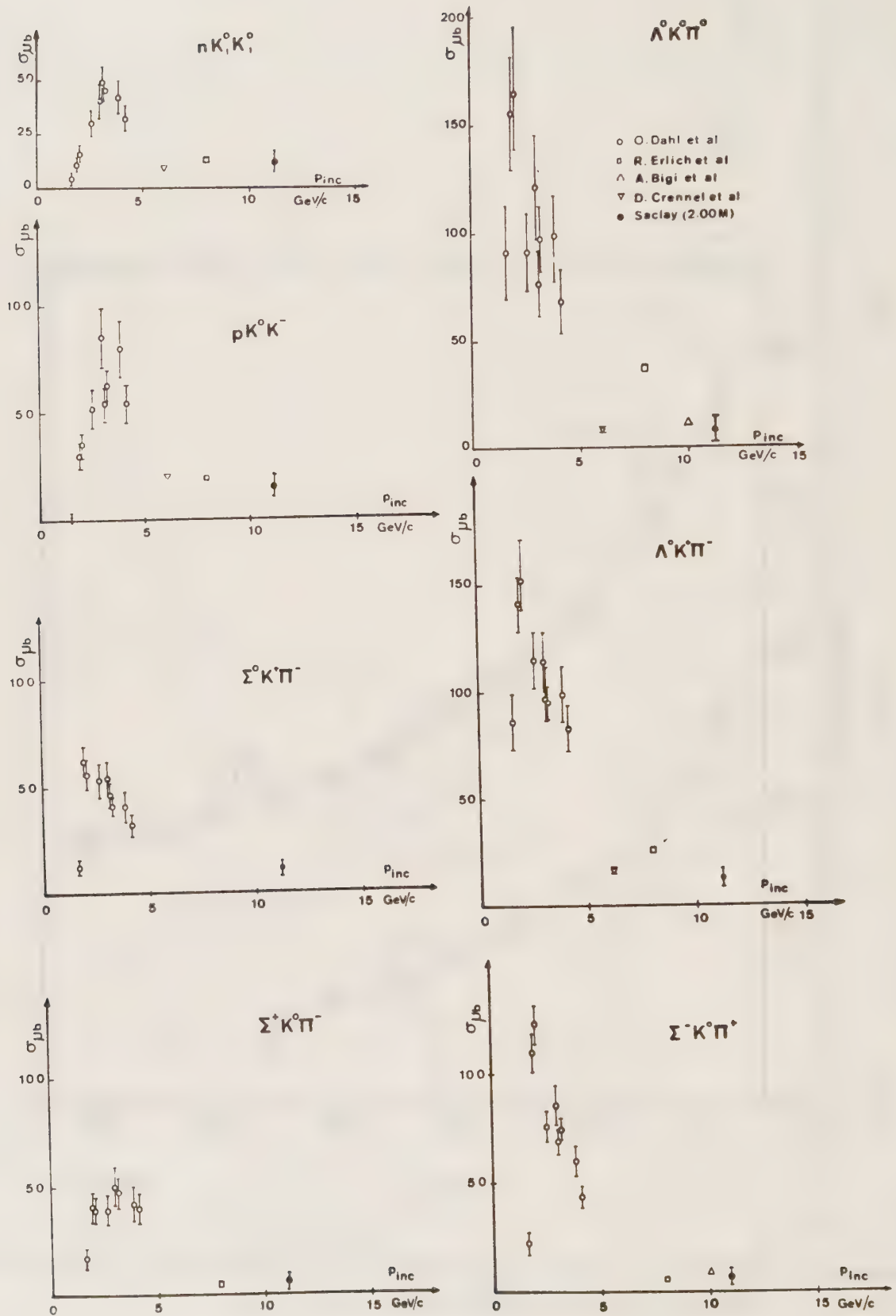


Fig. 9 - Sections efficaces d'états finals à 3 corps en fonction de l'impulsion incidente.

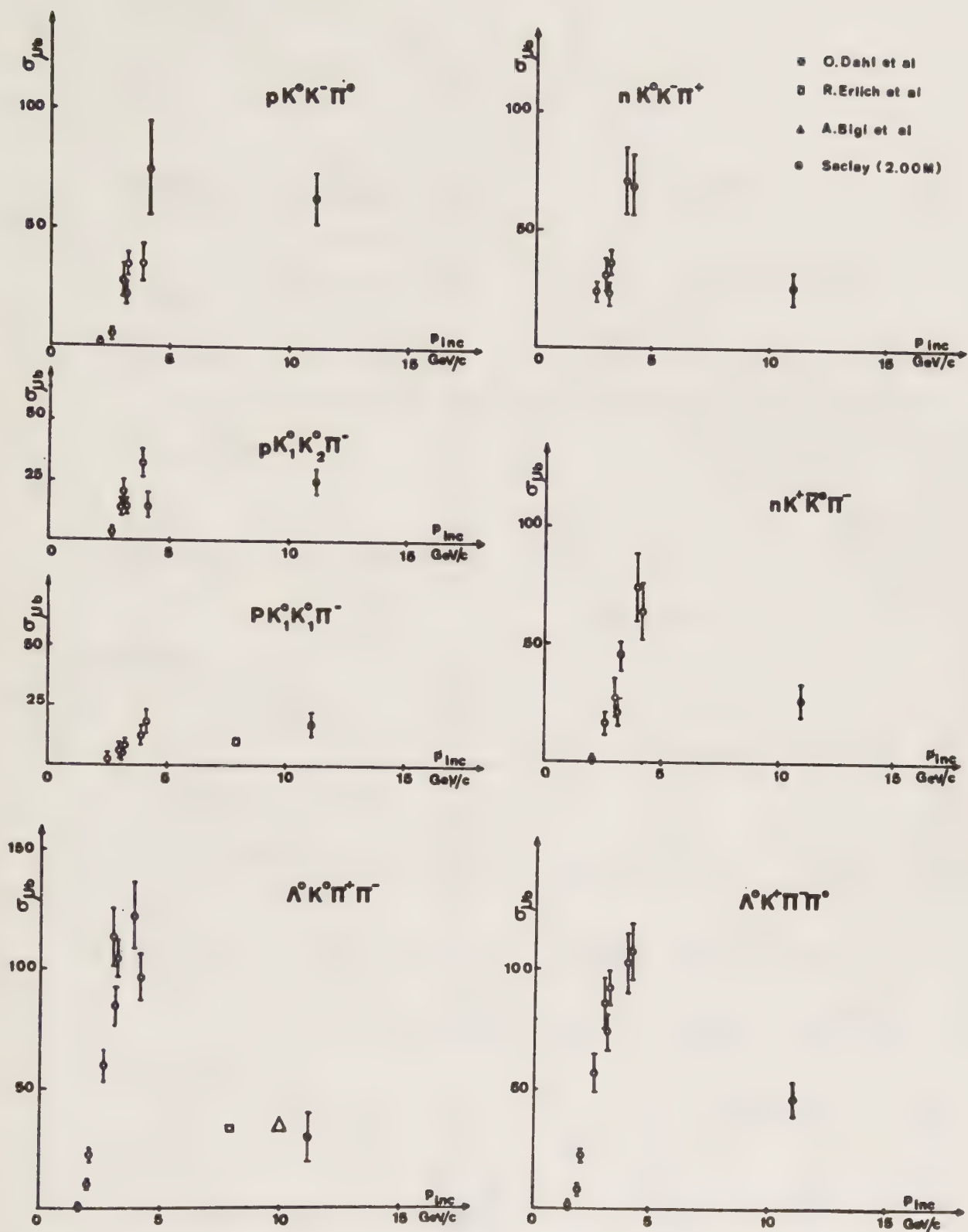


Fig. 10 - Section efficaces d'états finals à 4 corps en fonction de l'impulsion incidente.

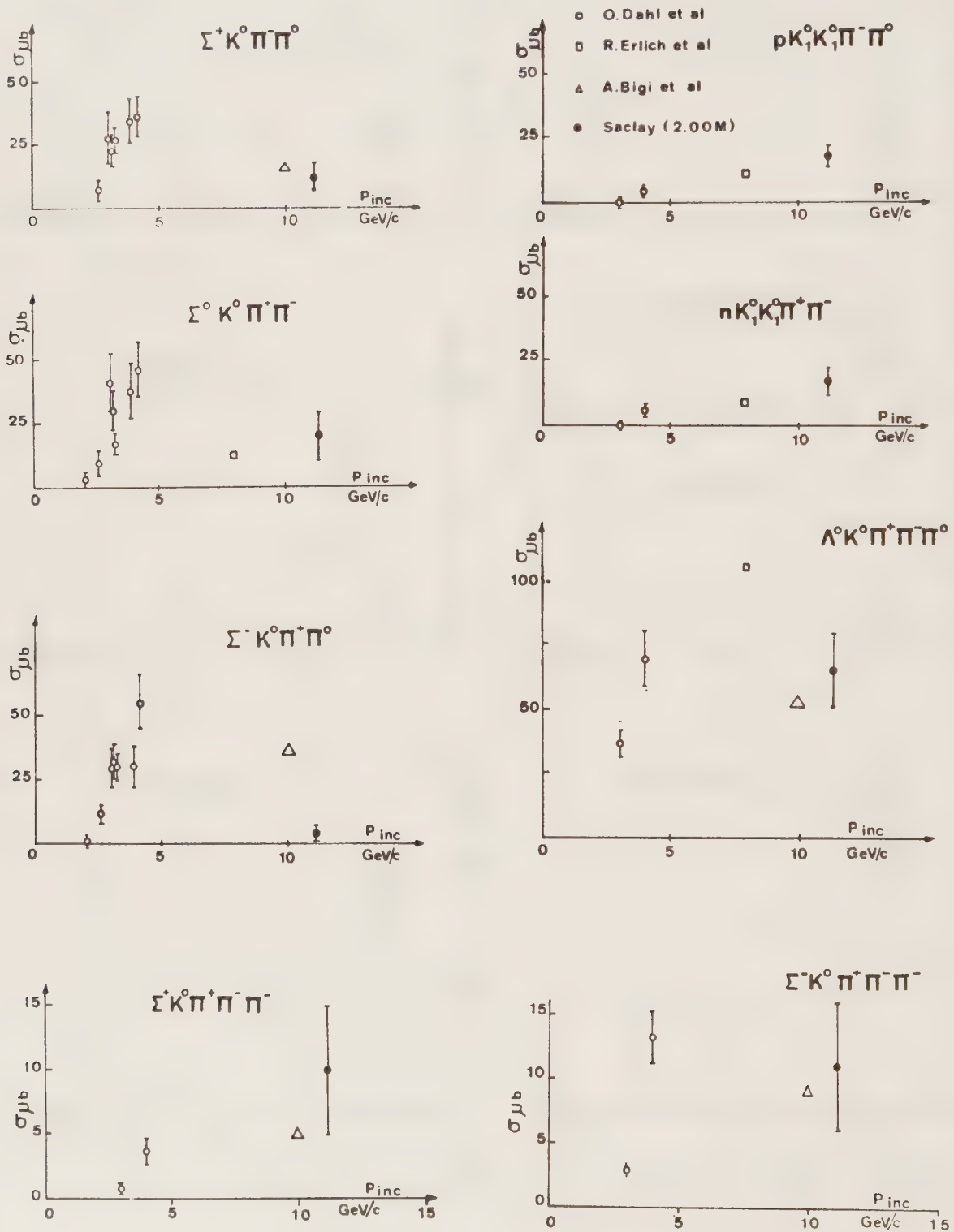


Fig. 11 - Sections efficaces d'états finaux à 4 corps et 5 corps en fonction de l'impulsion incidente.

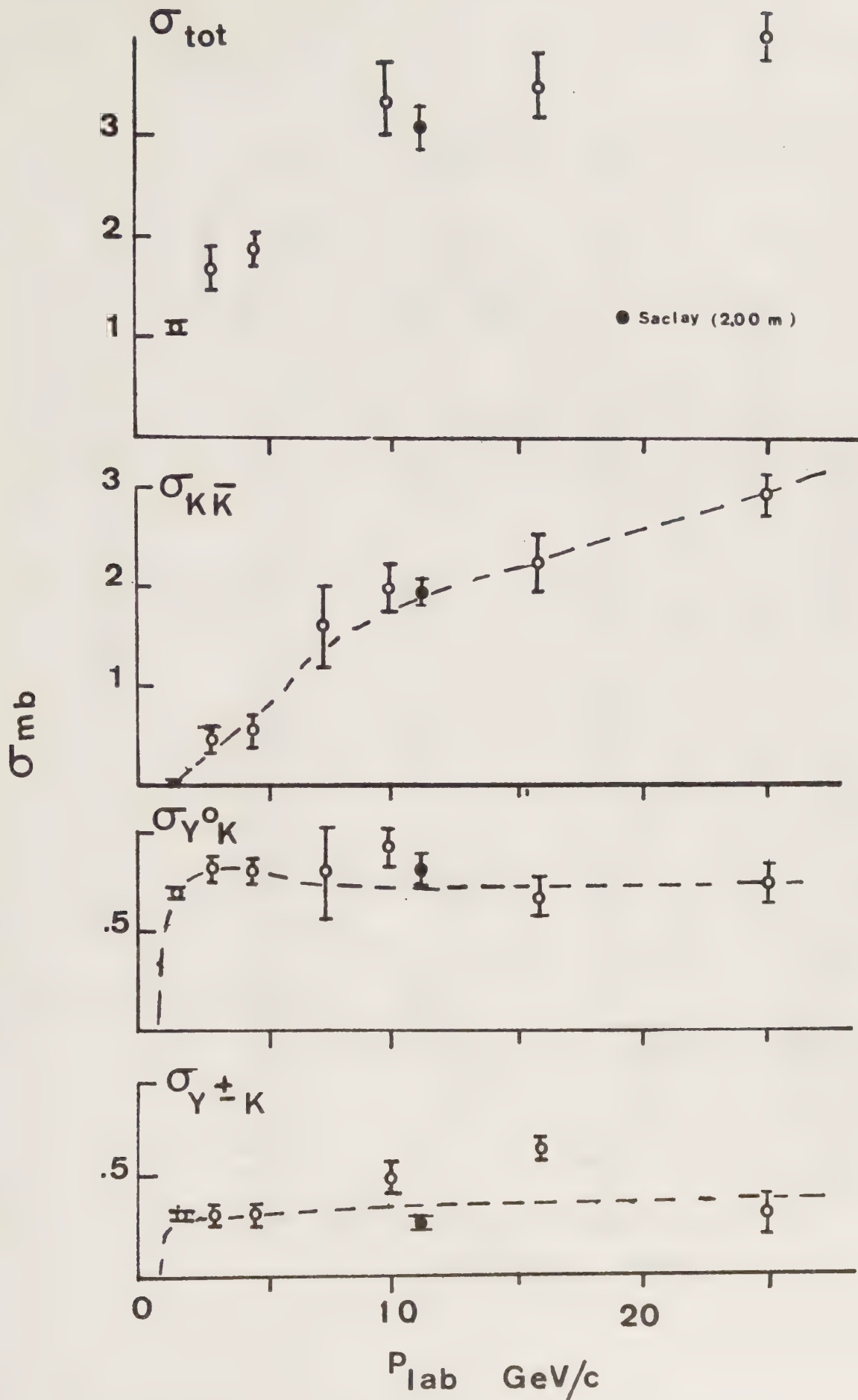


Fig. 12 - Sections efficaces totales de production de particules étranges dans les interactions π^-p .

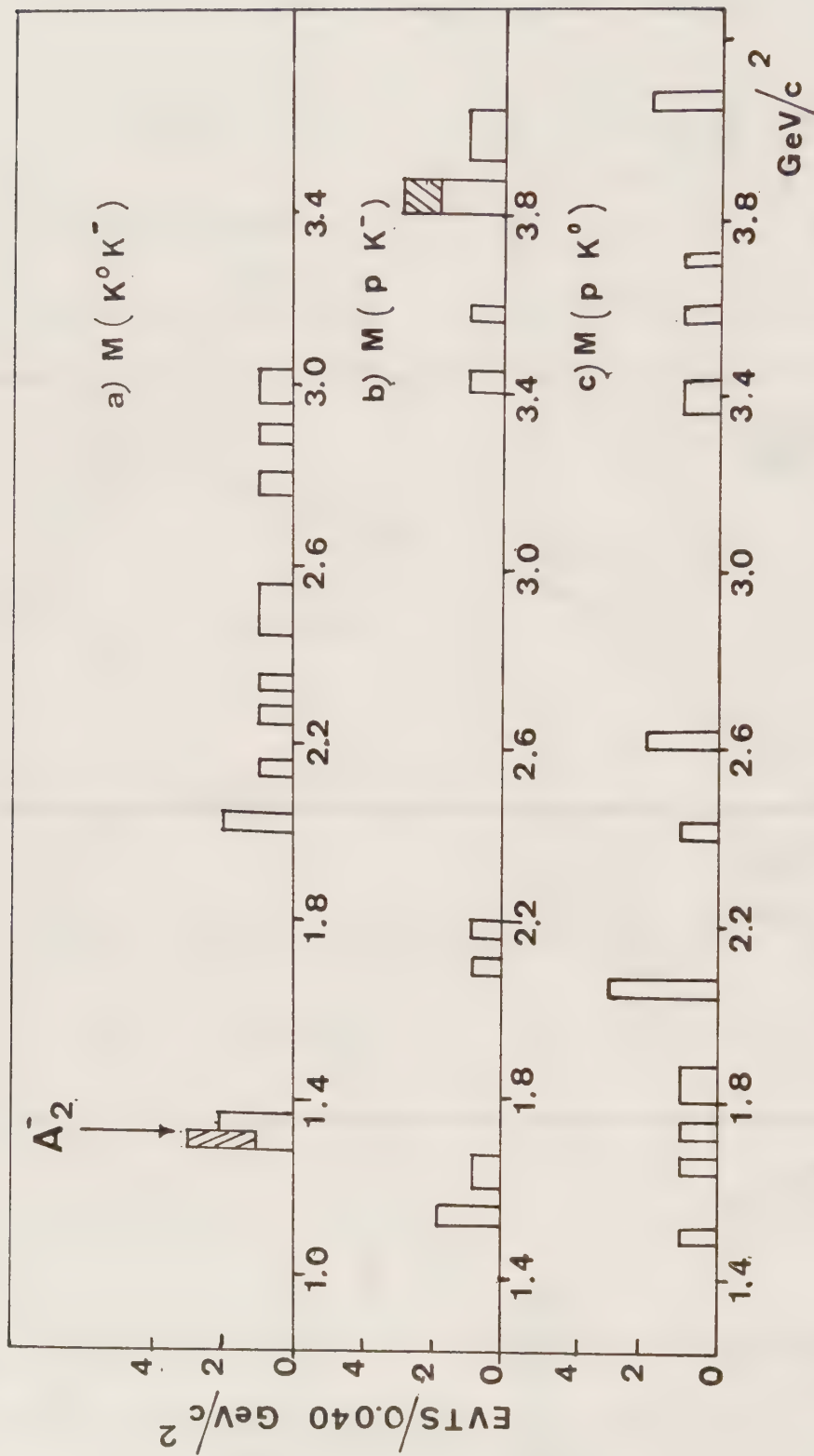
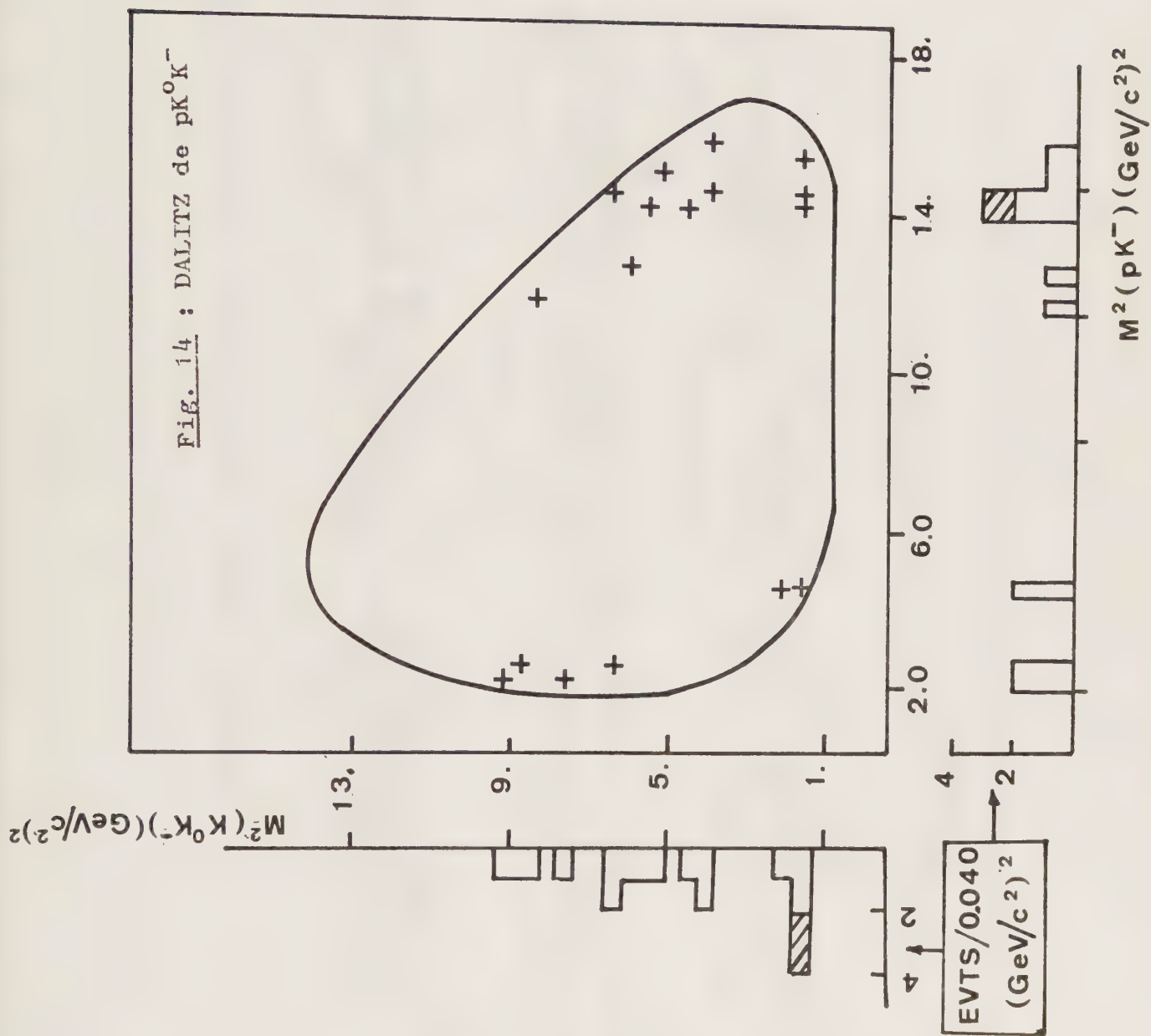


Fig. 13 : Masses équivalentes de $pK^0 K^-$



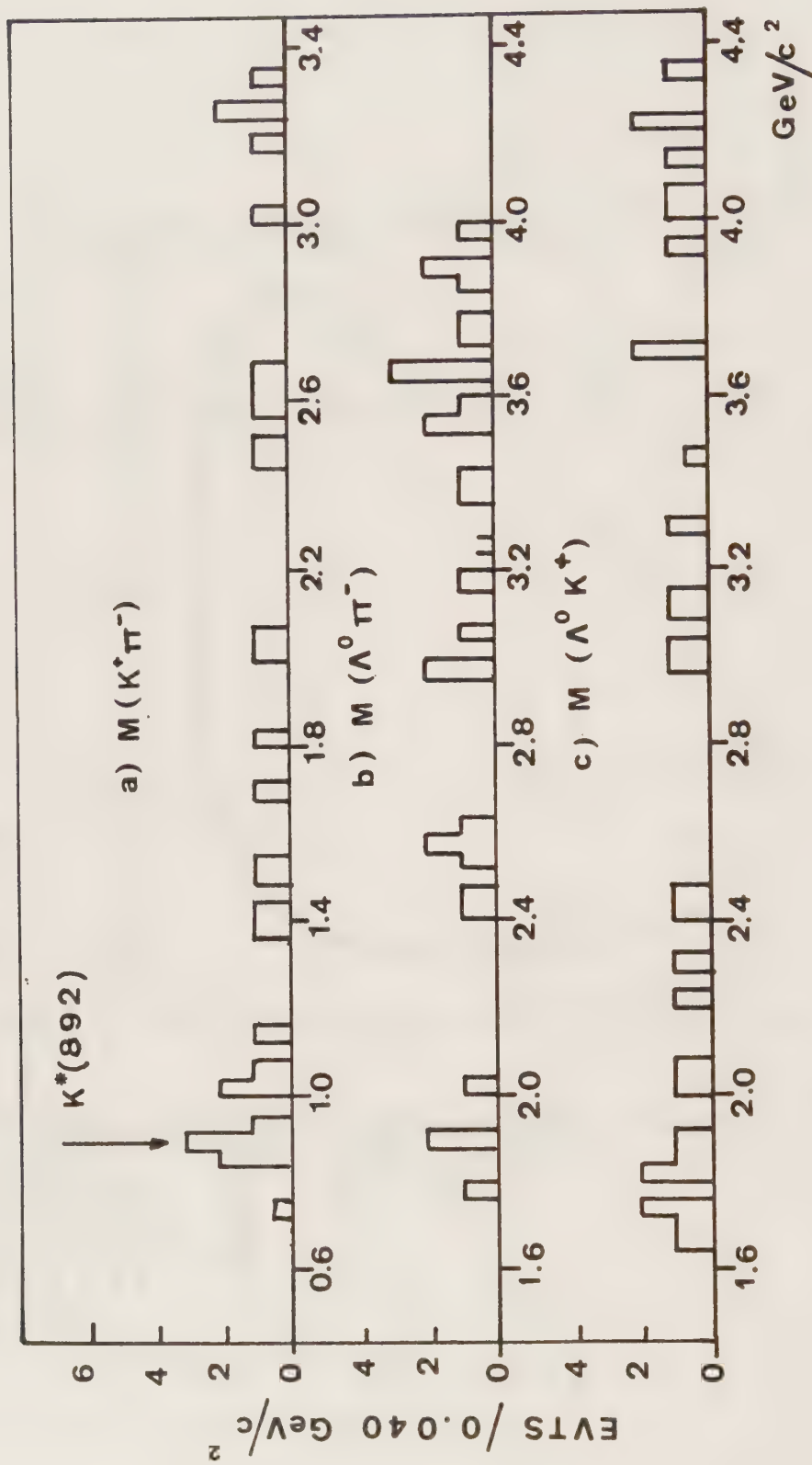


Fig. 15: Masses équivalentes de $\Lambda^0 K^+ \pi^-$

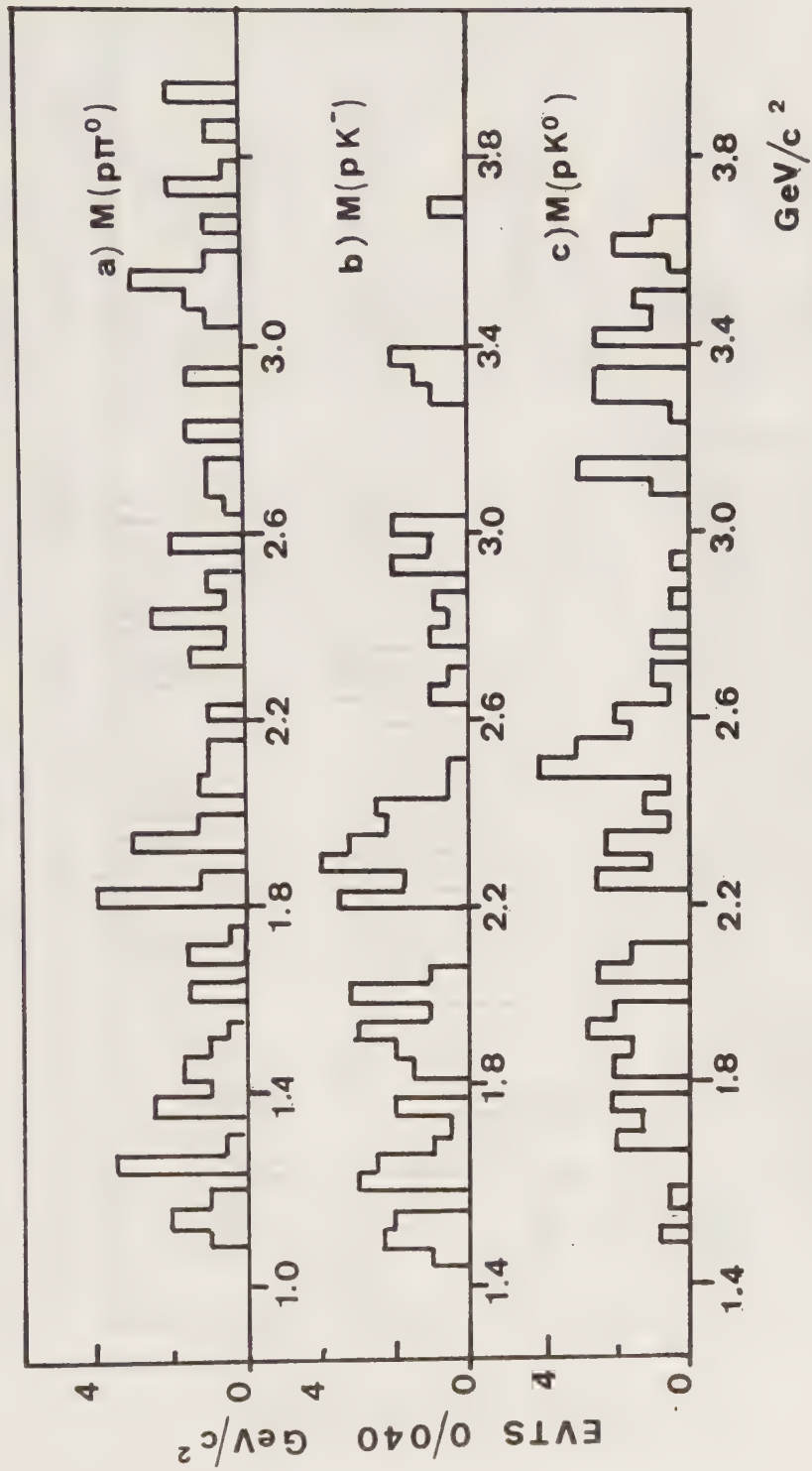


Fig. 16 : Masses équivalentes de $pK^0 K^- \pi^0$

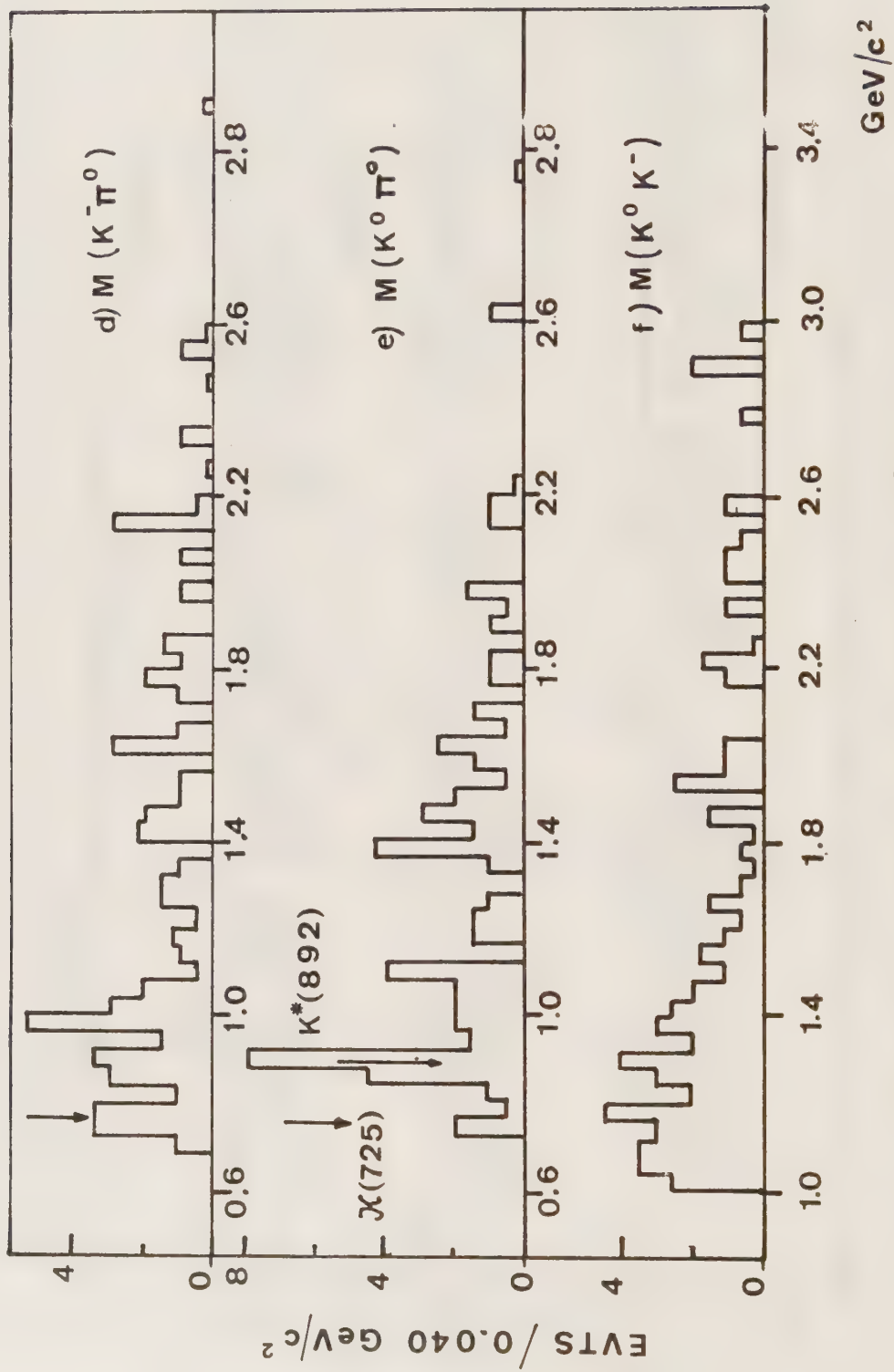


Fig. 16 : Masses équivalentes de $pK^0 K^- \pi^0$

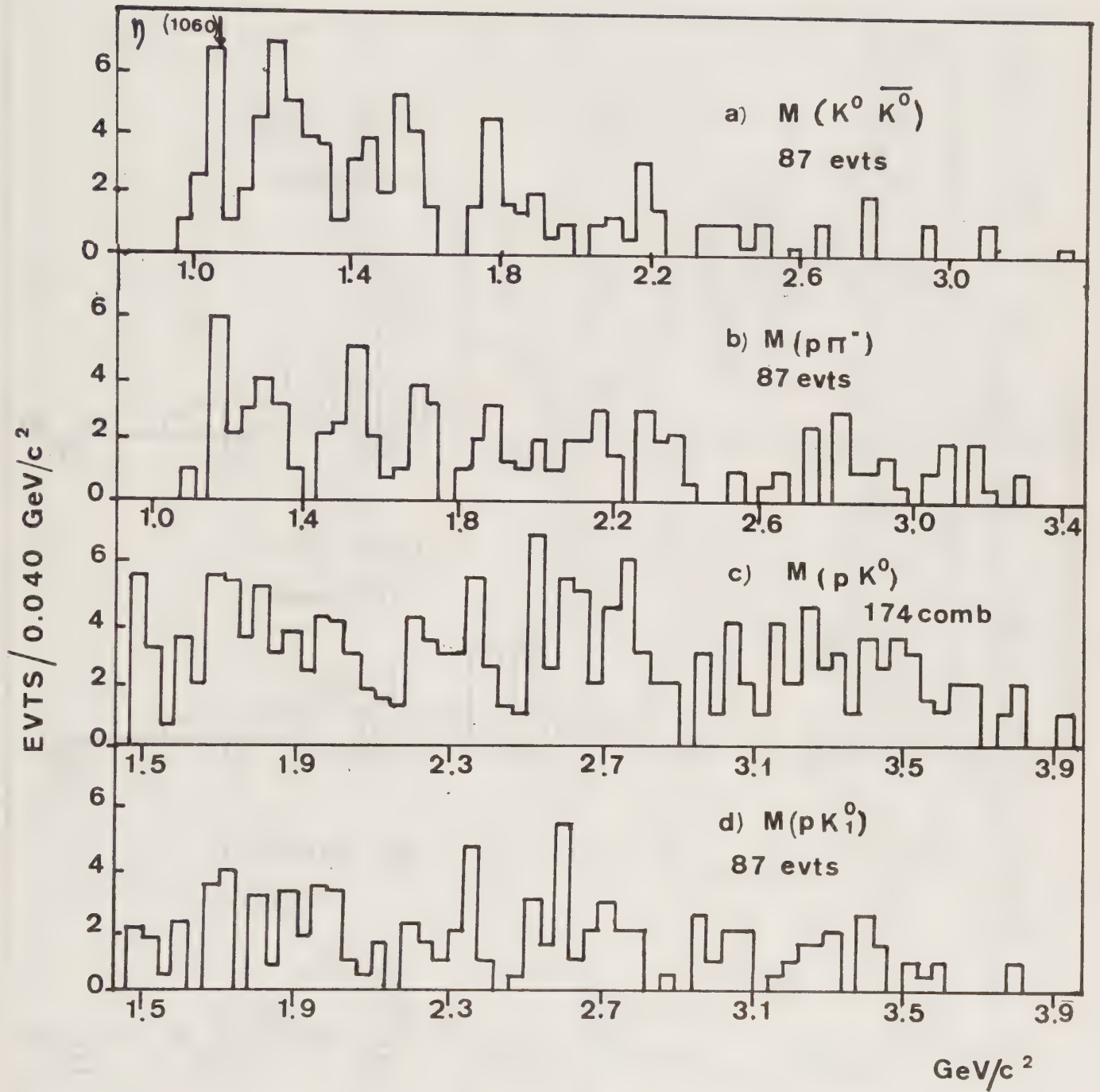


Fig. 17 : Masses équivalentes de $pK^0\bar{K}^0\pi^-$

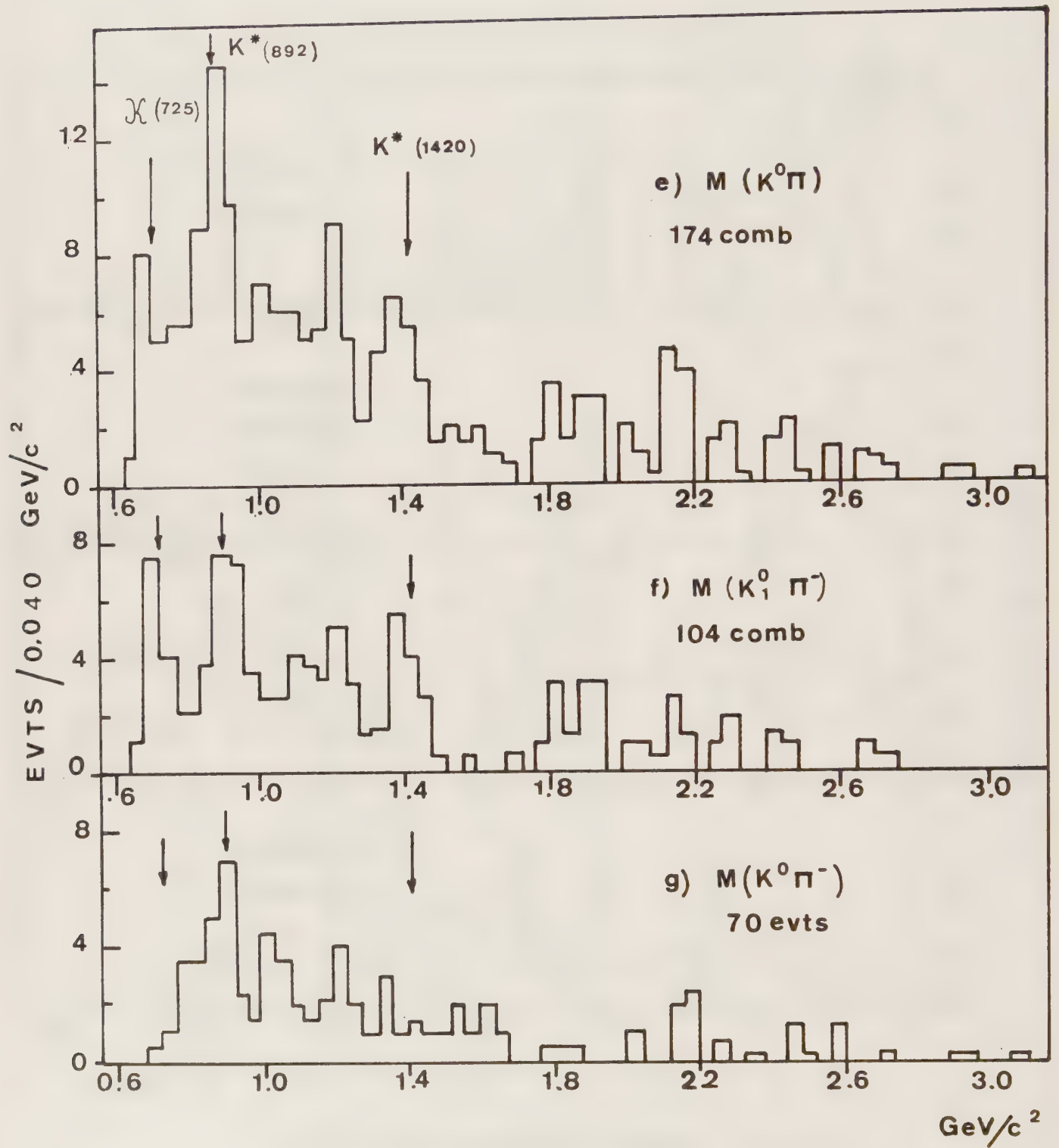


Fig. 17 : Masses équivalentes de $p\bar{K}^0\pi^-$

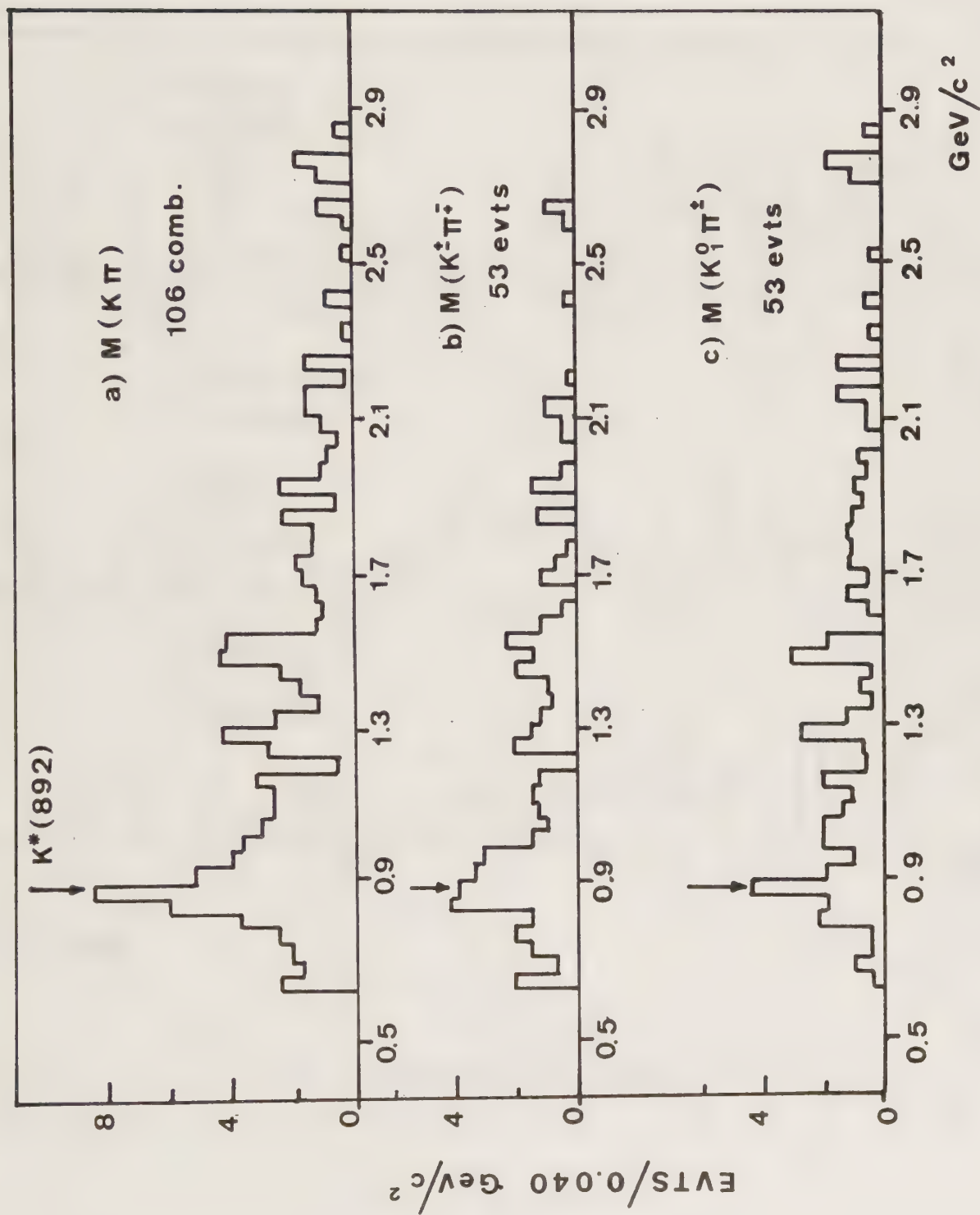


Fig. 18 : Masses équivalentes de $nK_1^0K^\pm\pi^\mp$

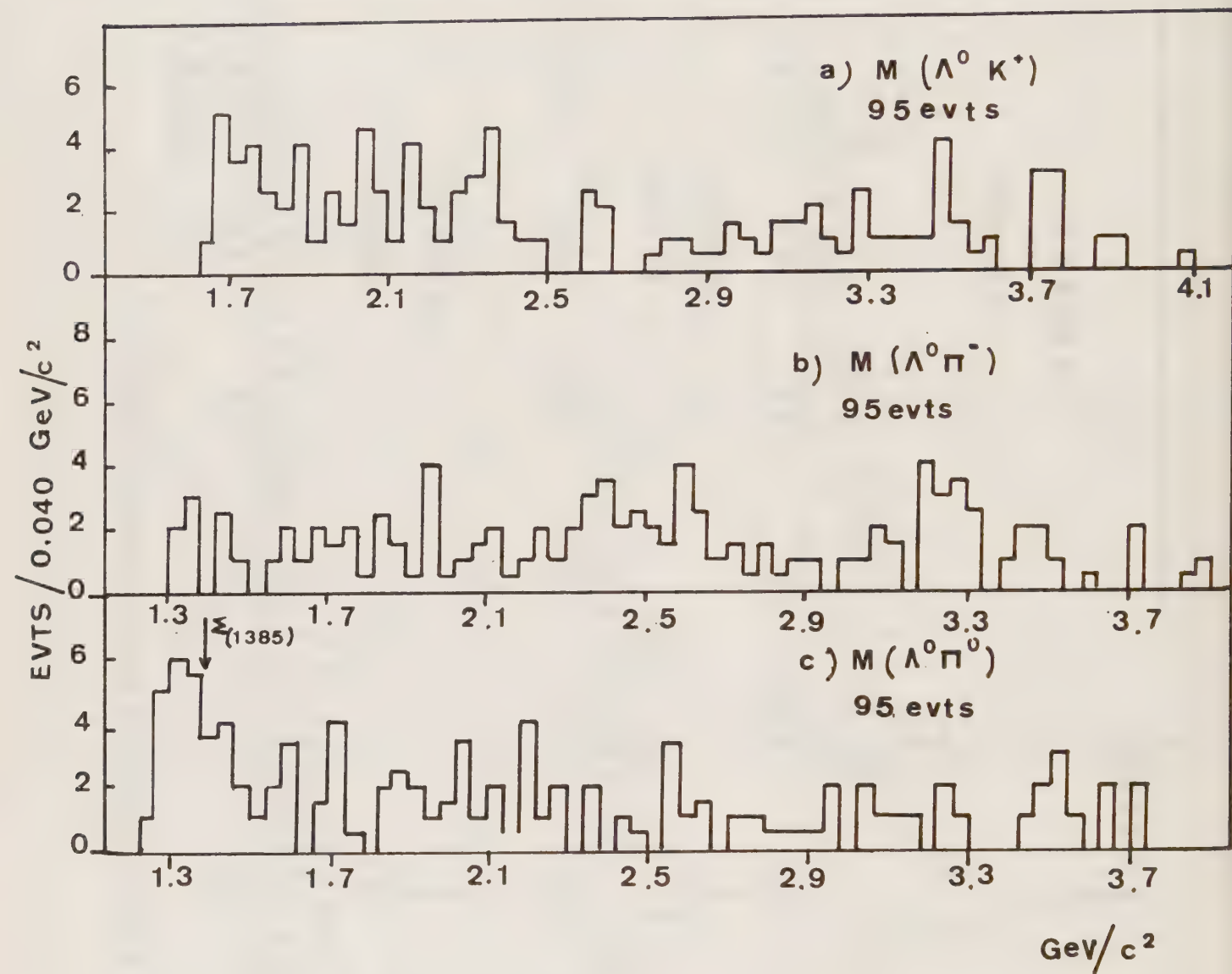


Fig. 19 : Masses équivalentes de $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$

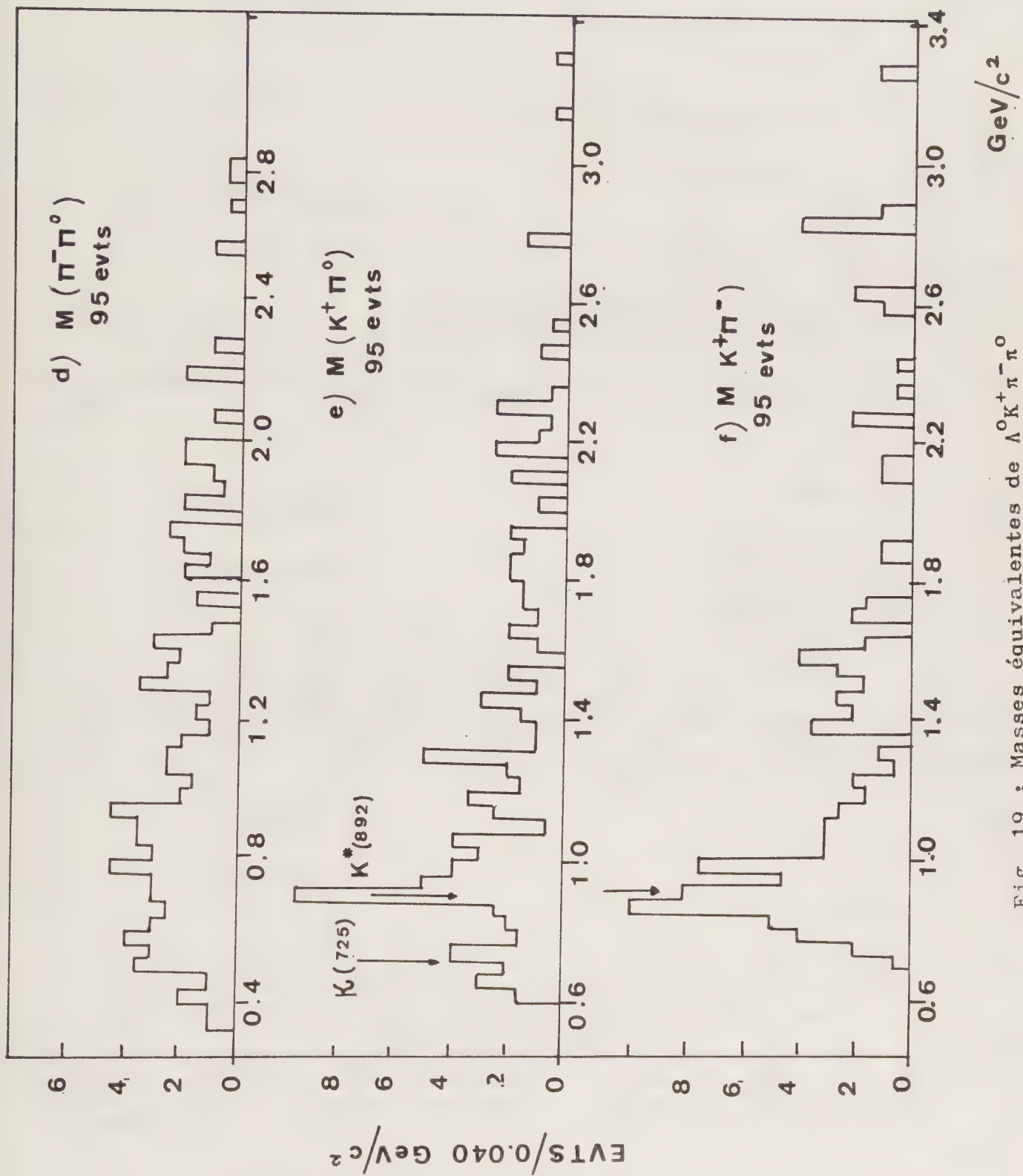


Fig. 19 : Masses équivalentes de $\Lambda^0 K^+ \pi^- \pi^0$

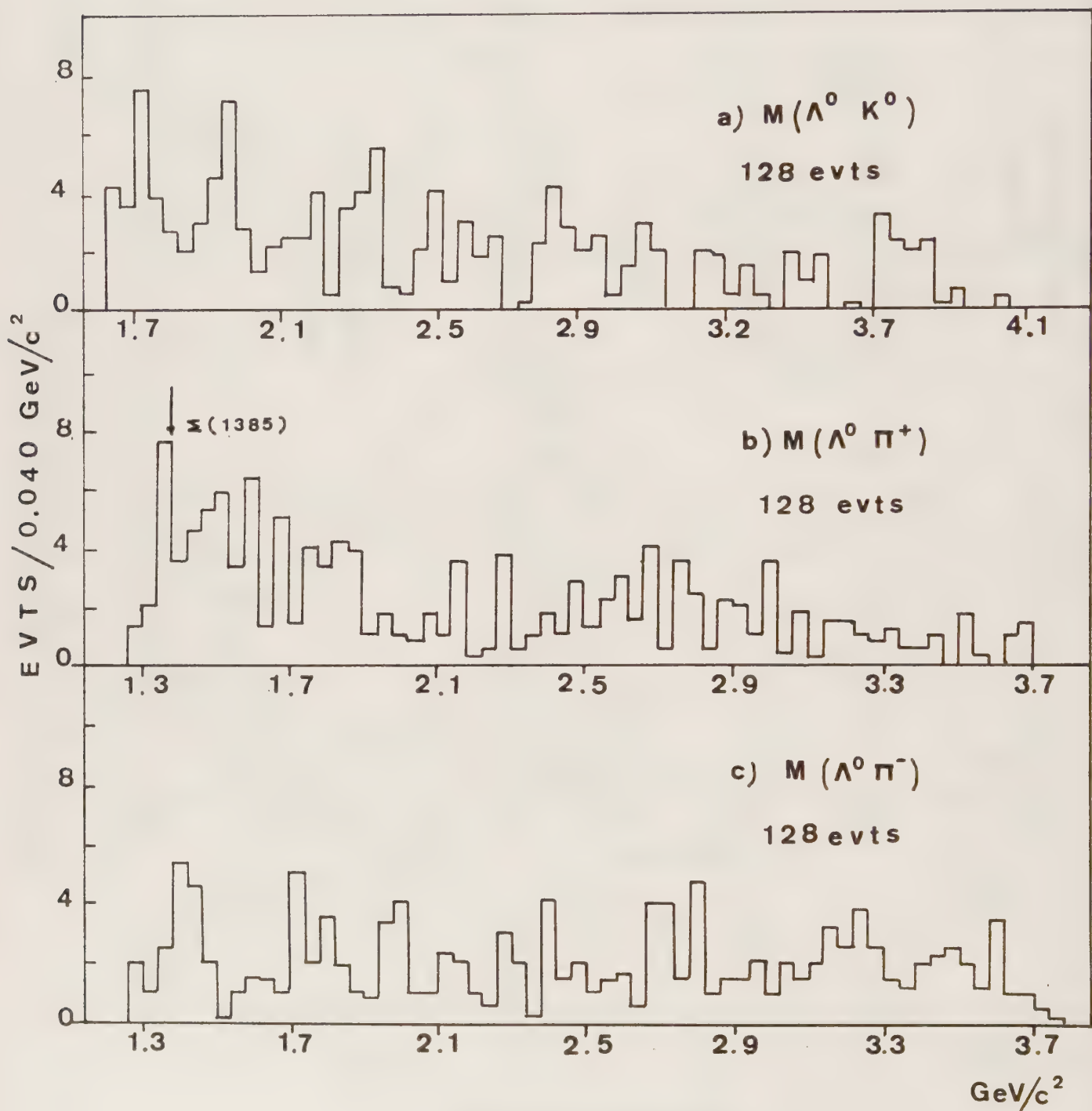


Fig. 20 : Masses équivalentes de $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$

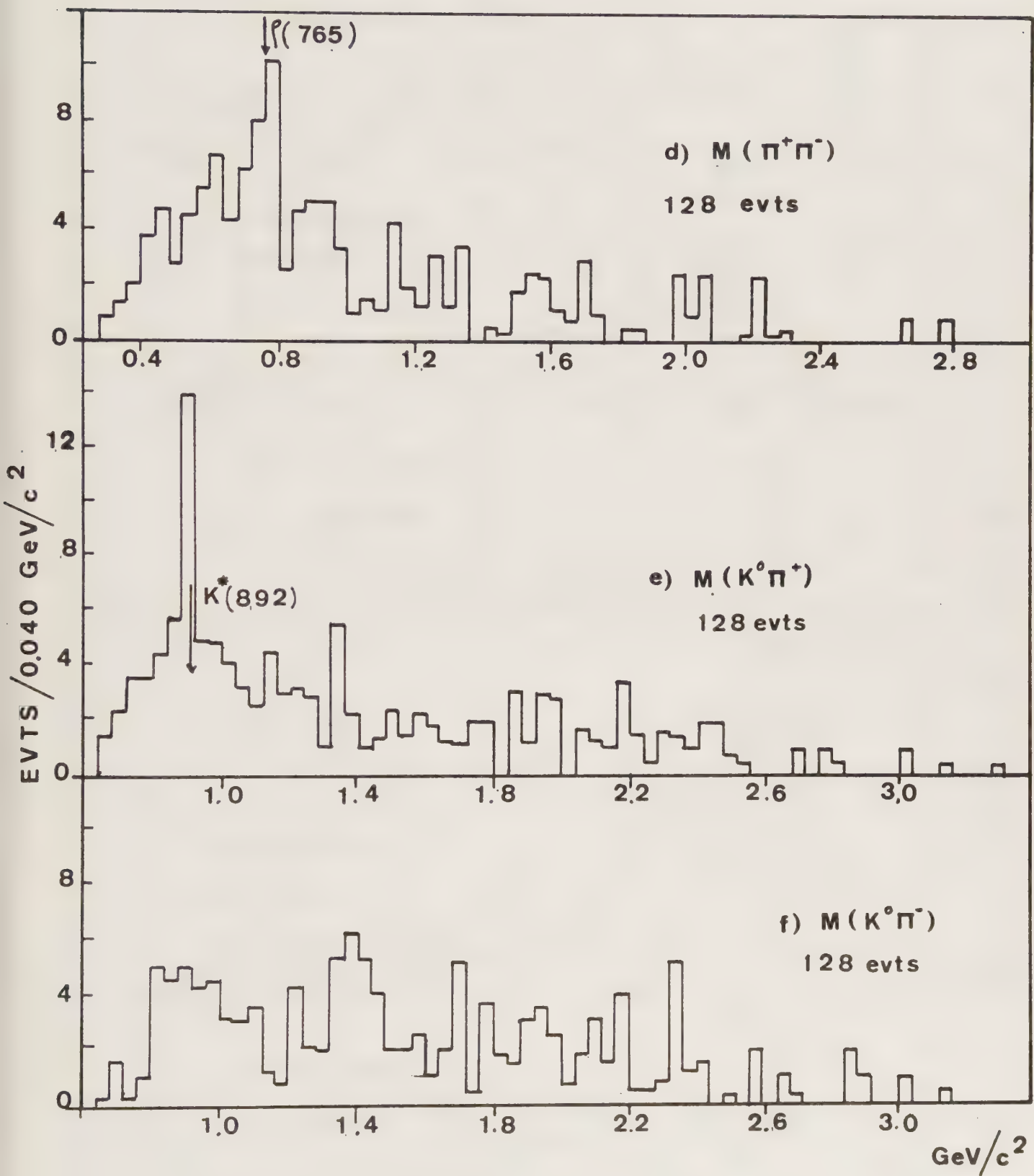


Fig. 20 : Masses équivalentes de $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$

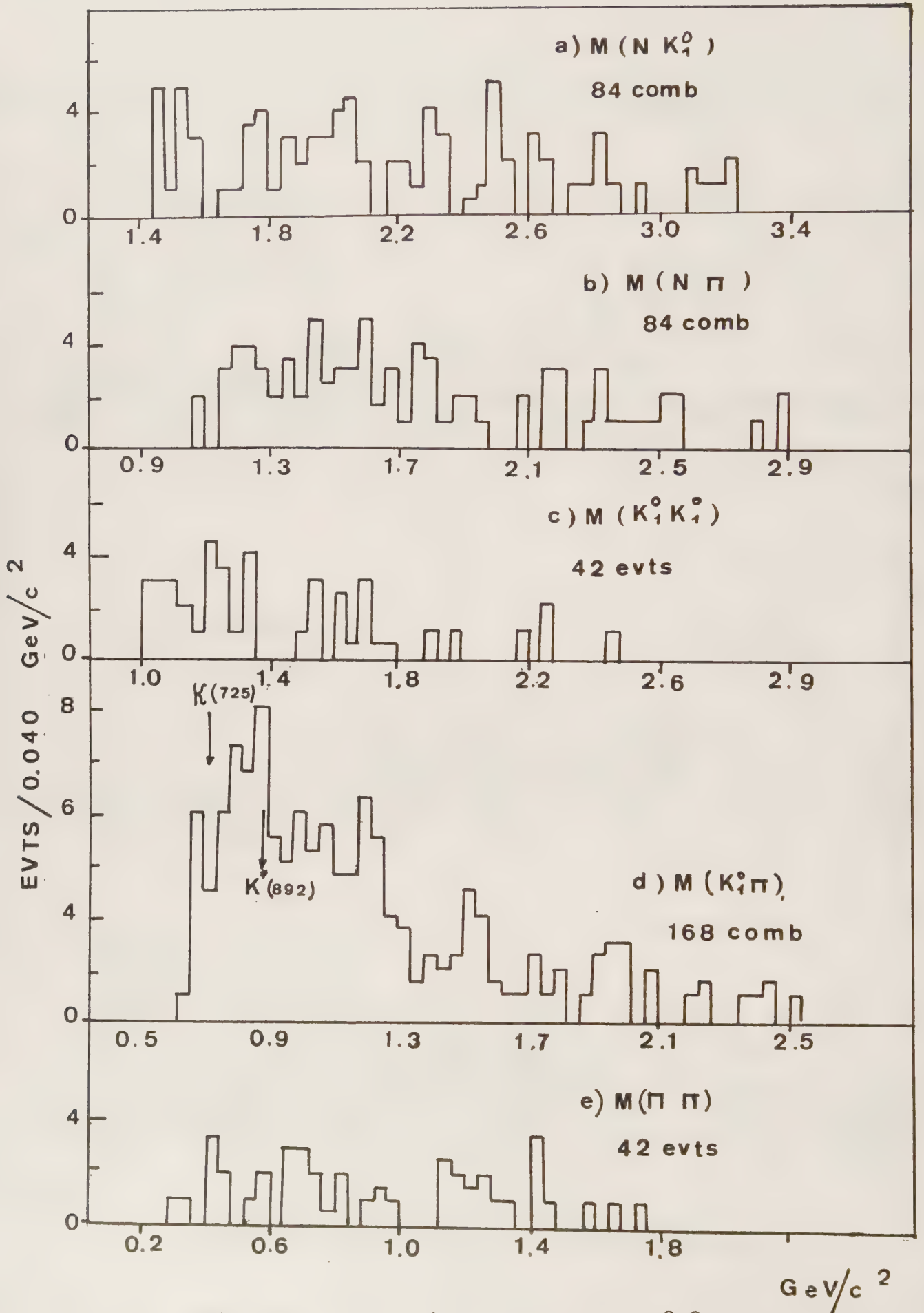


Fig. 21 : Masses équivalentes de $NK_1^0 K_1^0 \pi \pi$

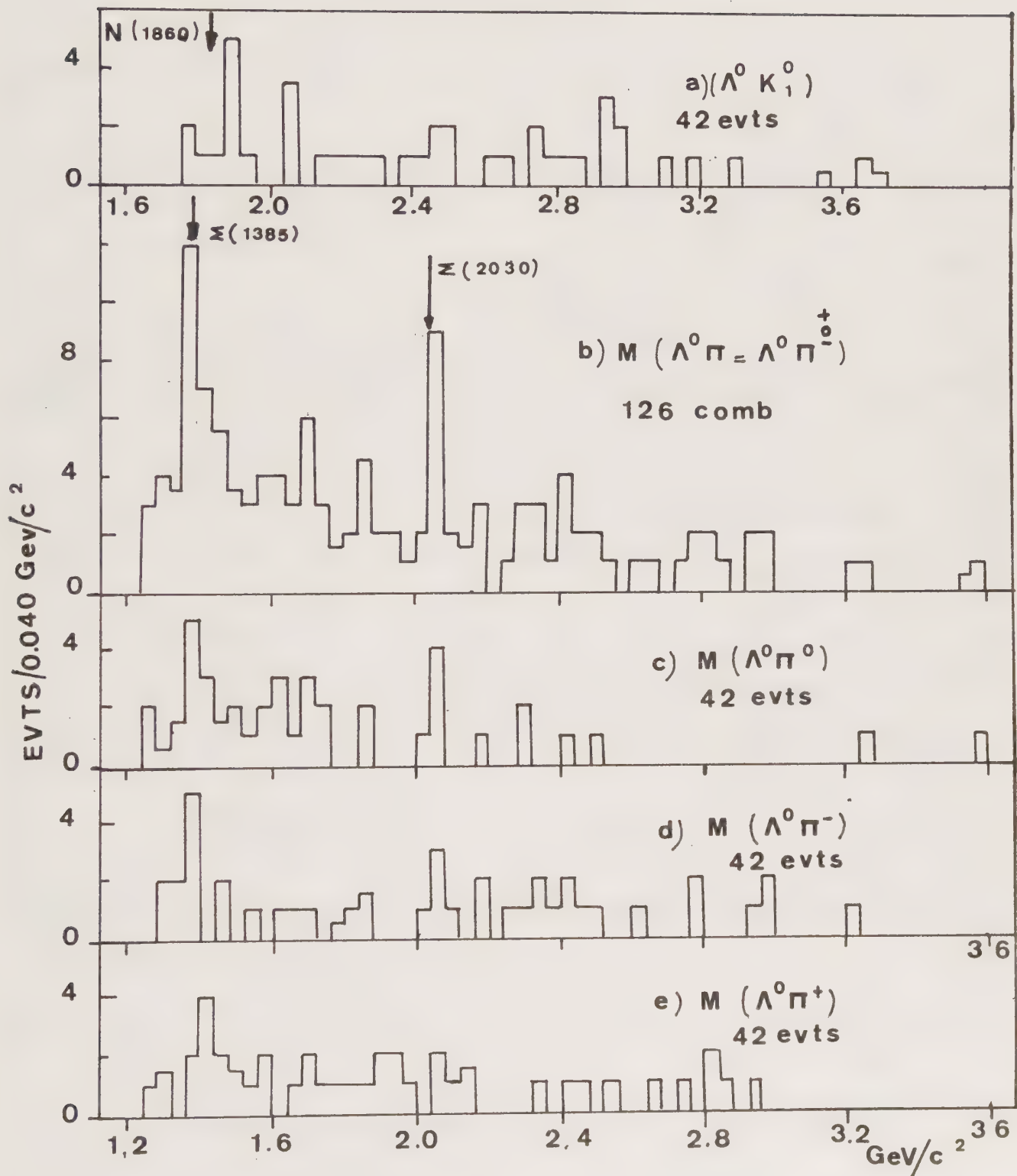


Fig. 22 : Masses équivalentes de $\Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$

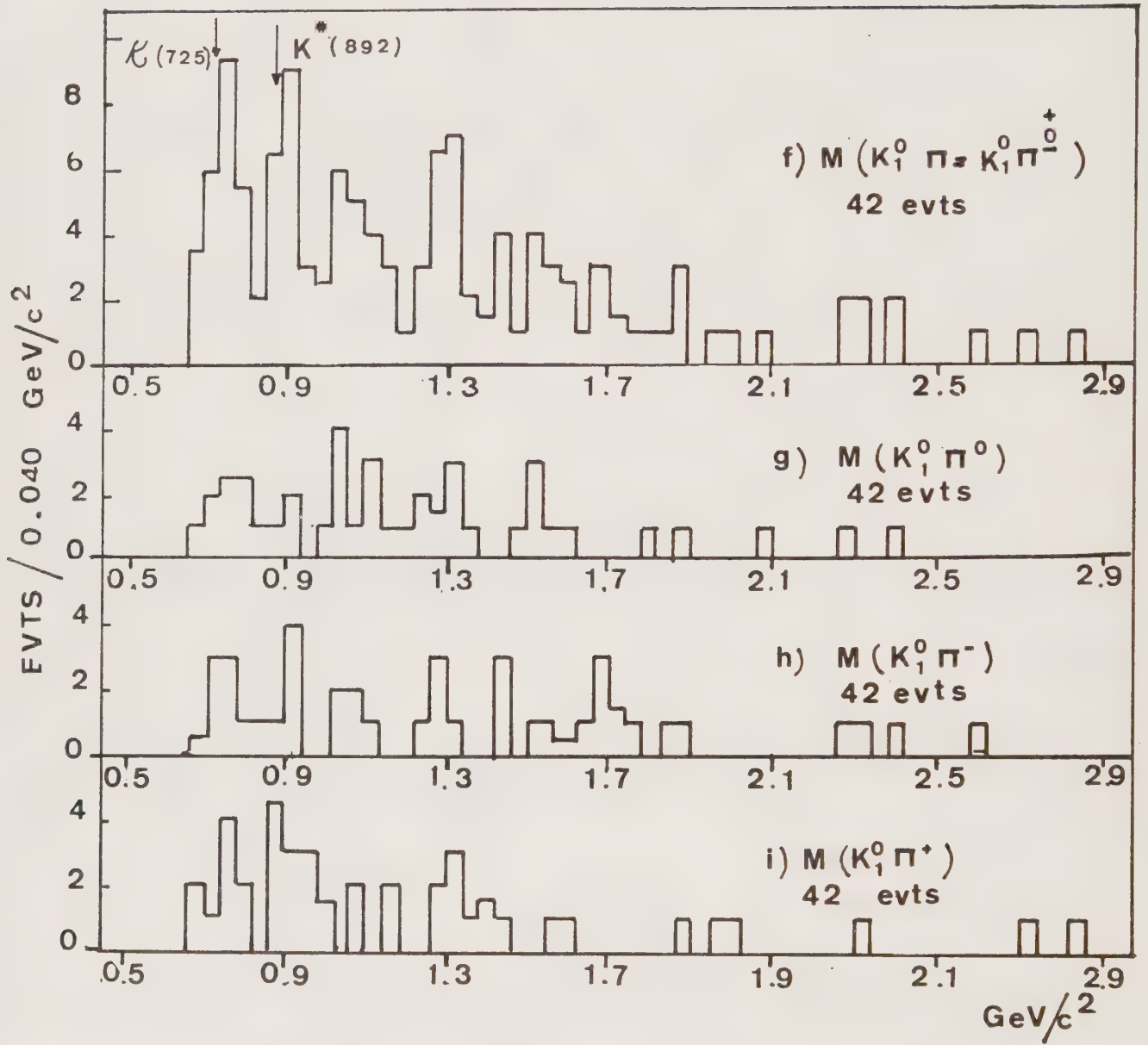


Fig. 22 : Masses équivalentes de $\Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$

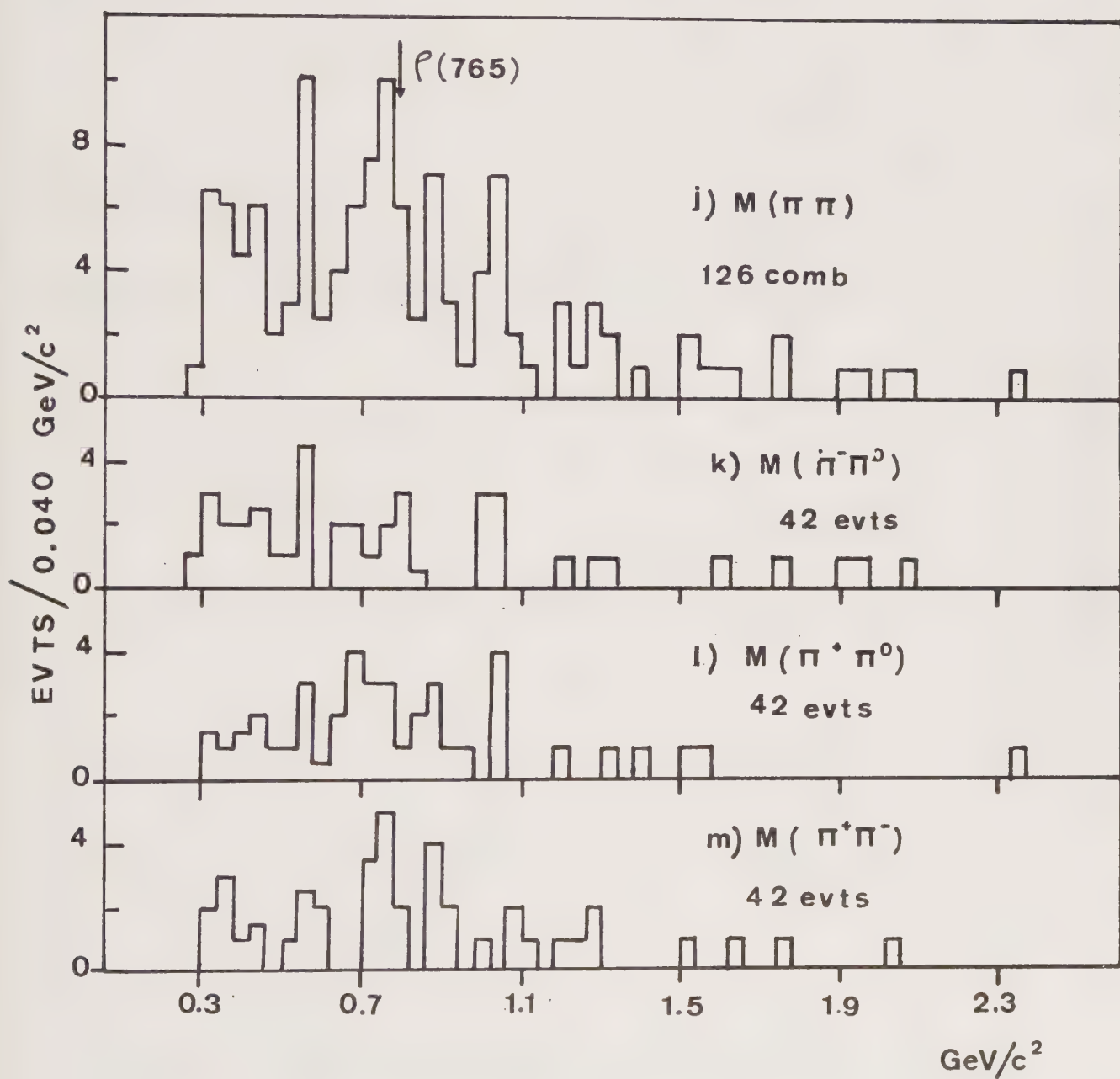


Fig. 22 : Masses équivalentes de $\Lambda^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$

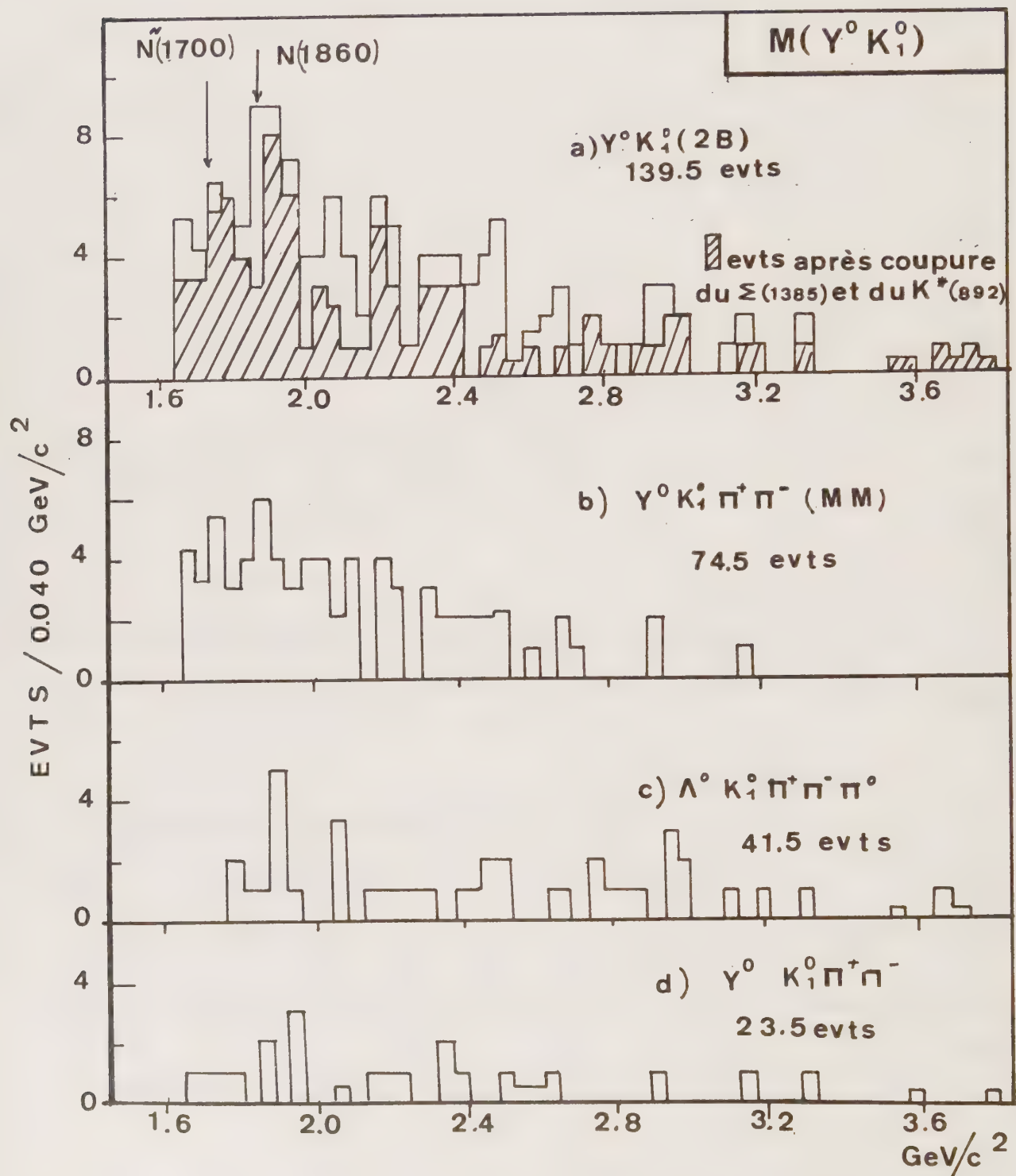


Fig. 23 : Masse équivalente de $\Lambda^0 K_1^0$

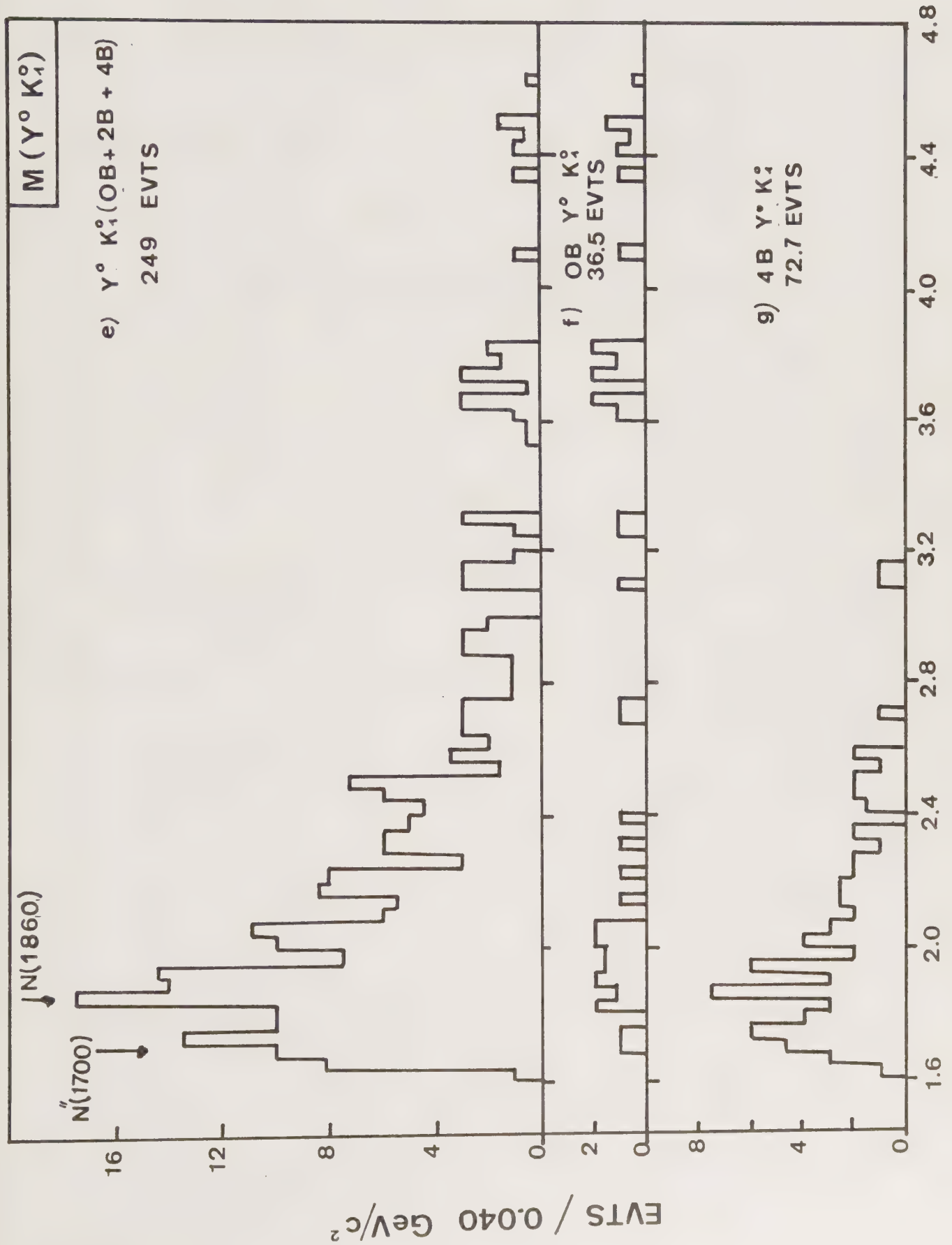


Fig. 23 : Masse équivalente de $\Lambda^0 K_1^0$

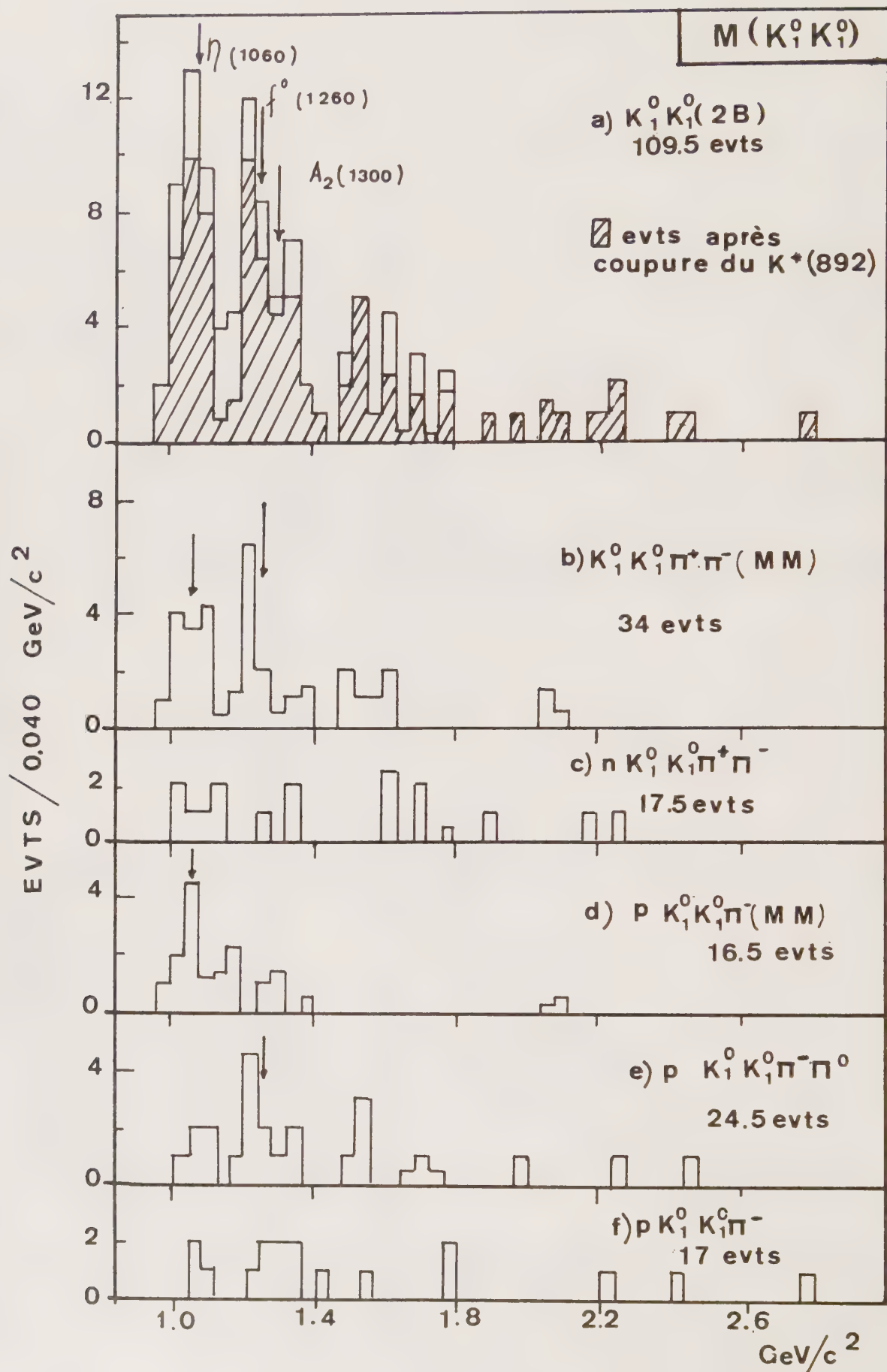


Fig. 24.: Masse équivalente de $K_1^0 K_1^0$

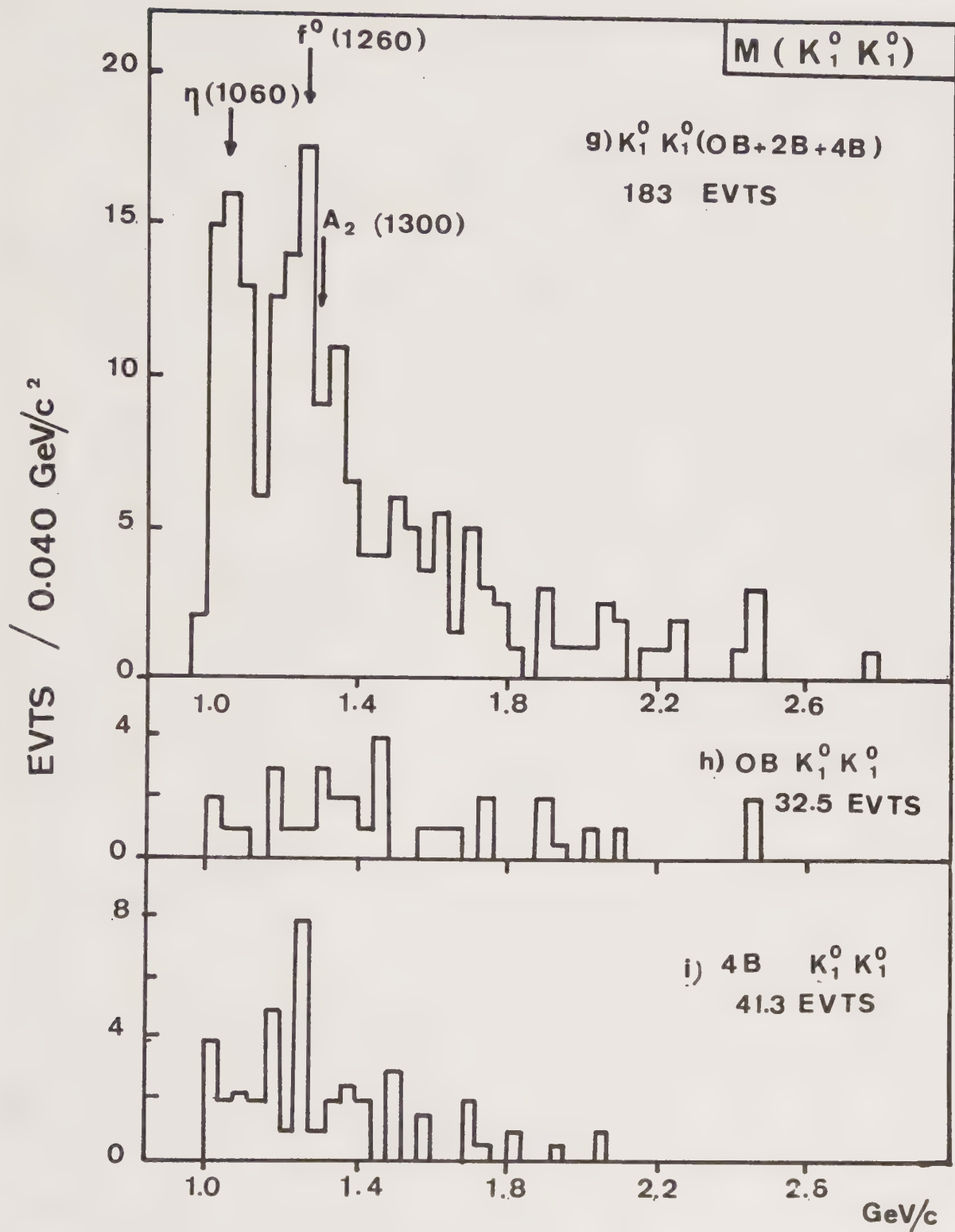


Fig. 24 : Masse équivalente de $K_1^0 K_1^0$

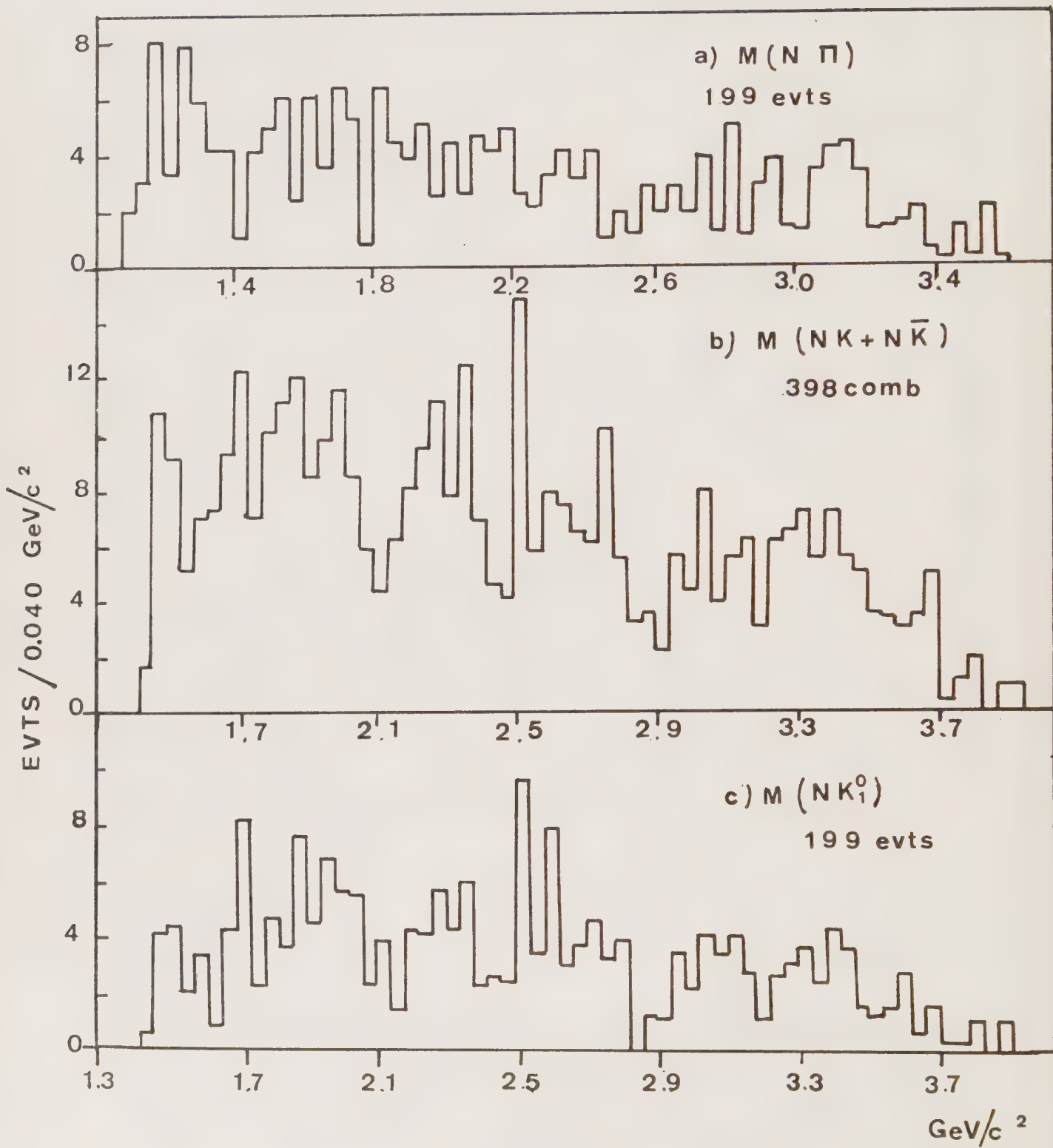


Fig. 25 : Masses équivalentes du canal $NK_1^0 K \pi$

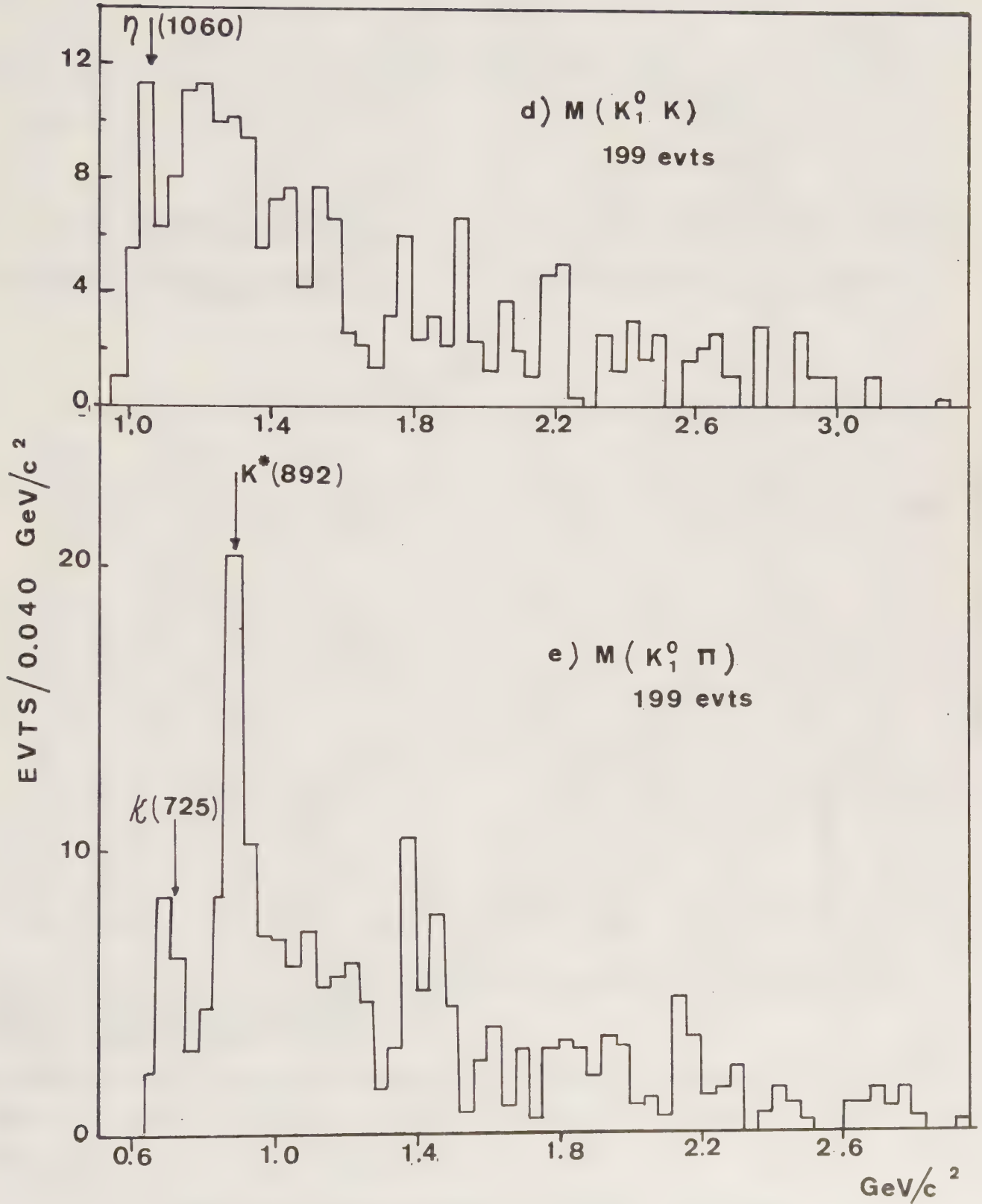


Fig. 25 : Masses équivalentes du canal $NK_1^0 K \pi$

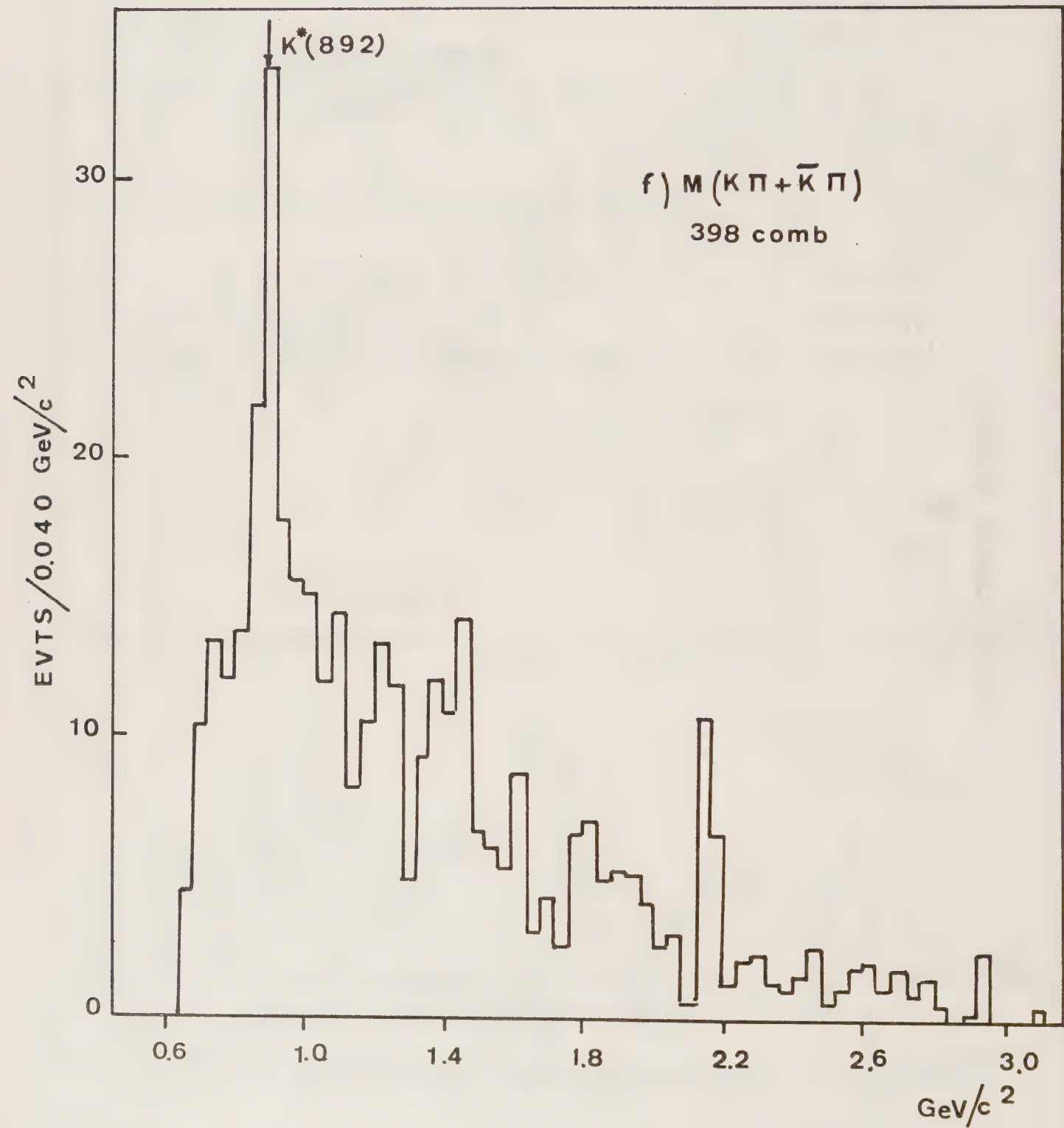


Fig. 25 : Masses équivalentes du canal $NK_1^0 K \pi$

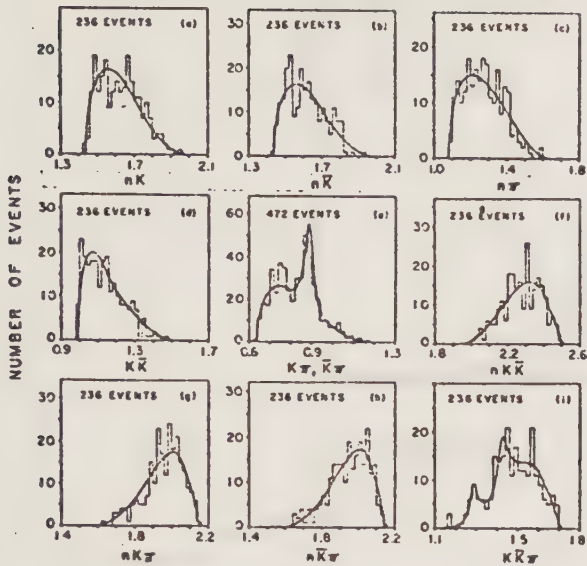
a) $nK\bar{K}\pi$ 

FIG. 42. Effective-mass histograms for the $nK\bar{K}\pi$ final states at 2.9 to 3.3 BeV/c. The abscissas are in units of BeV.

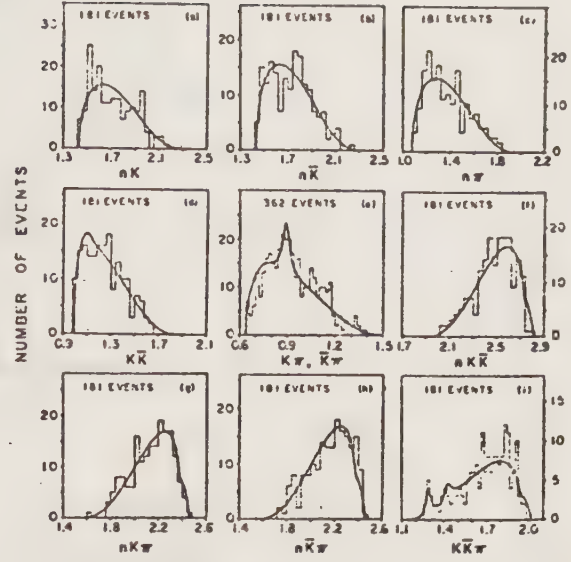


FIG. 43. Effective-mass histograms for the $nK\bar{K}\pi$ final states at 3.8 to 4.2 BeV/c. The abscissas are in units of BeV.

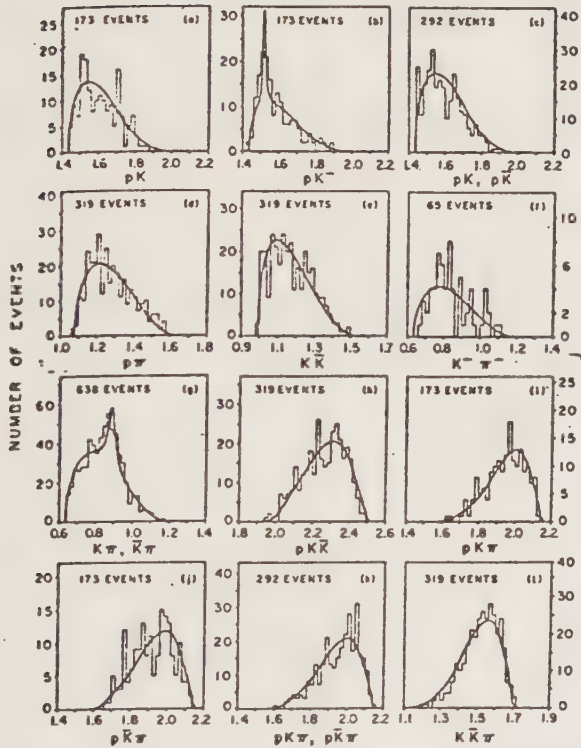
b) $pK\bar{K}\pi$ 

FIG. 44. Effective-mass histograms for the $pK^+K^-\pi^-$, $pK^0K^-\pi^0$, and $pK^0K^0\pi^-$ final states at 2.9 to 3.3 BeV/c. [(a), (b), (d), and (j)] contain events from the $pK^+K^-\pi^-$ and $pK^0K^0\pi^-$ final states. (c) and (k) use only the $pK^0K^0\pi^-$ final state. The abscissas are in units of BeV.

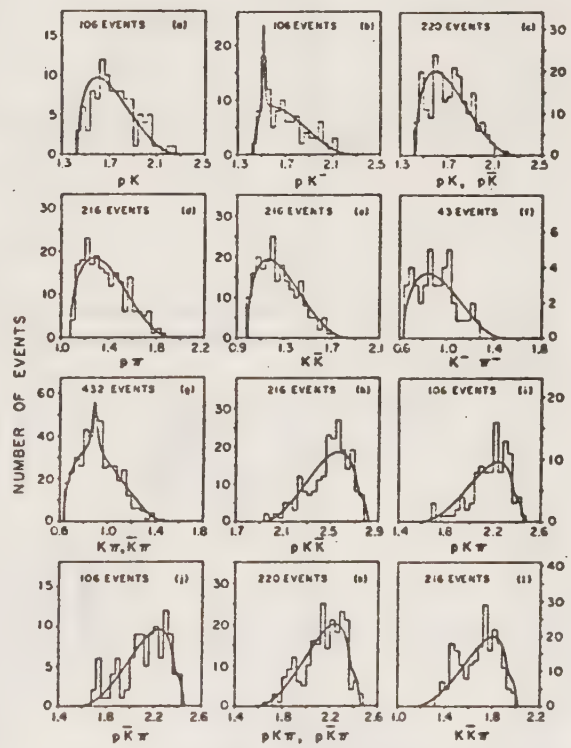


FIG. 45. Effective-mass histograms for $pK\bar{K}\pi$ final states at 3.8 to 4.2 BeV/c. The format is the same as in Fig. 44.

Fig. 26 : Masses équivalentes des canaux $nK\bar{K}\pi$ et $pK\bar{K}\pi$
selon O. DANL et al. (réf. [36])

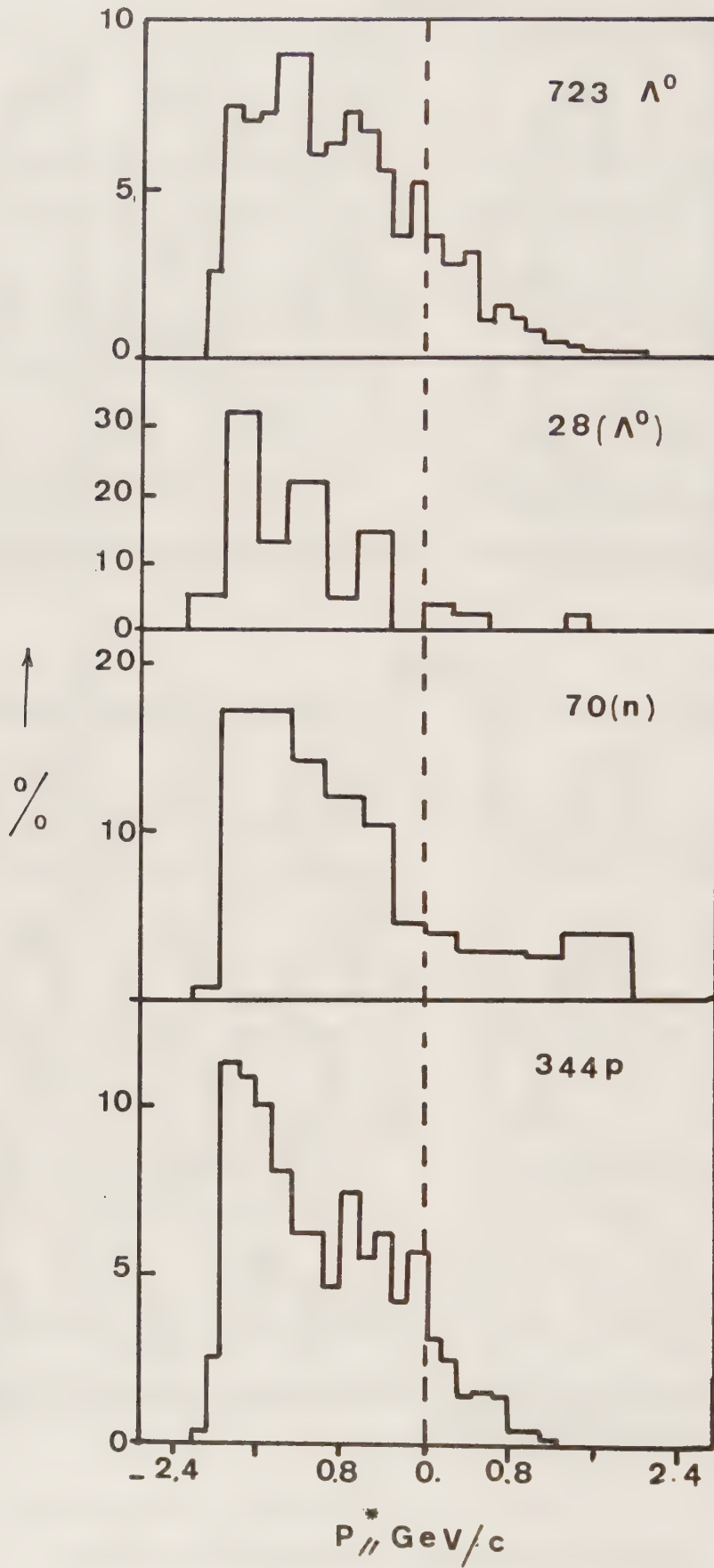


Fig. 27 : Impulsions longitudinales des baryons dans le C.M.

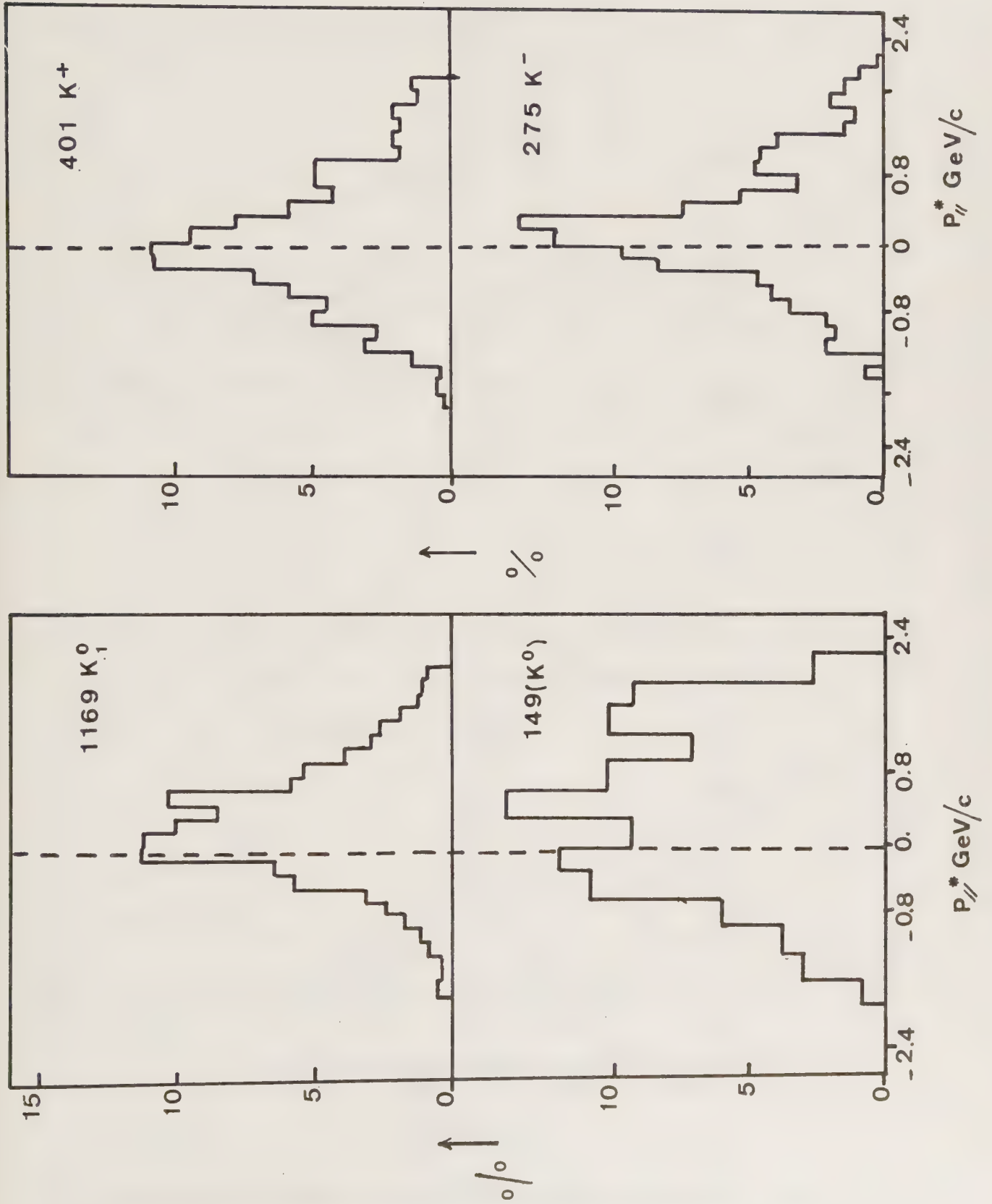


Fig. 28 : Impulsions longitudinales des kaons dans le C.M.

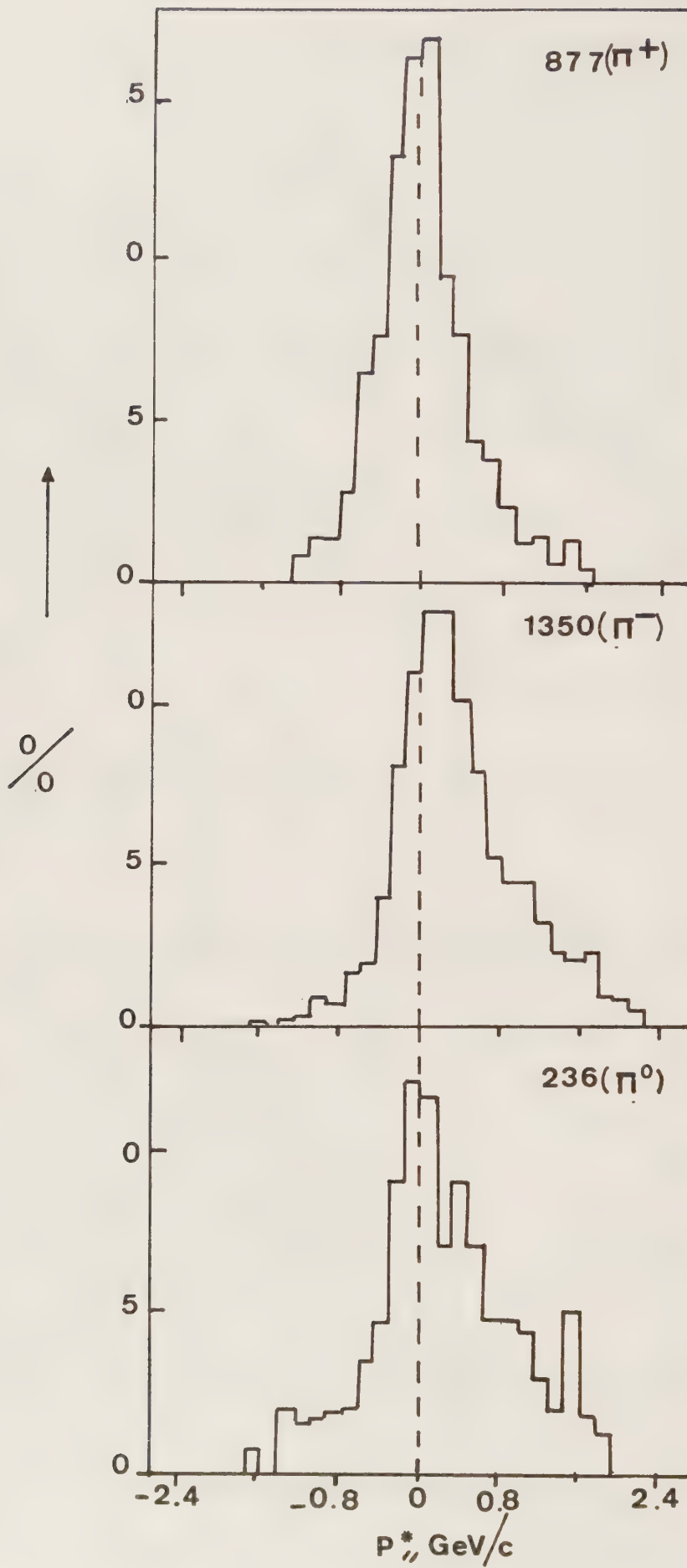


Fig. 29 : Impulsions longitudinales des pions dans le C.M.

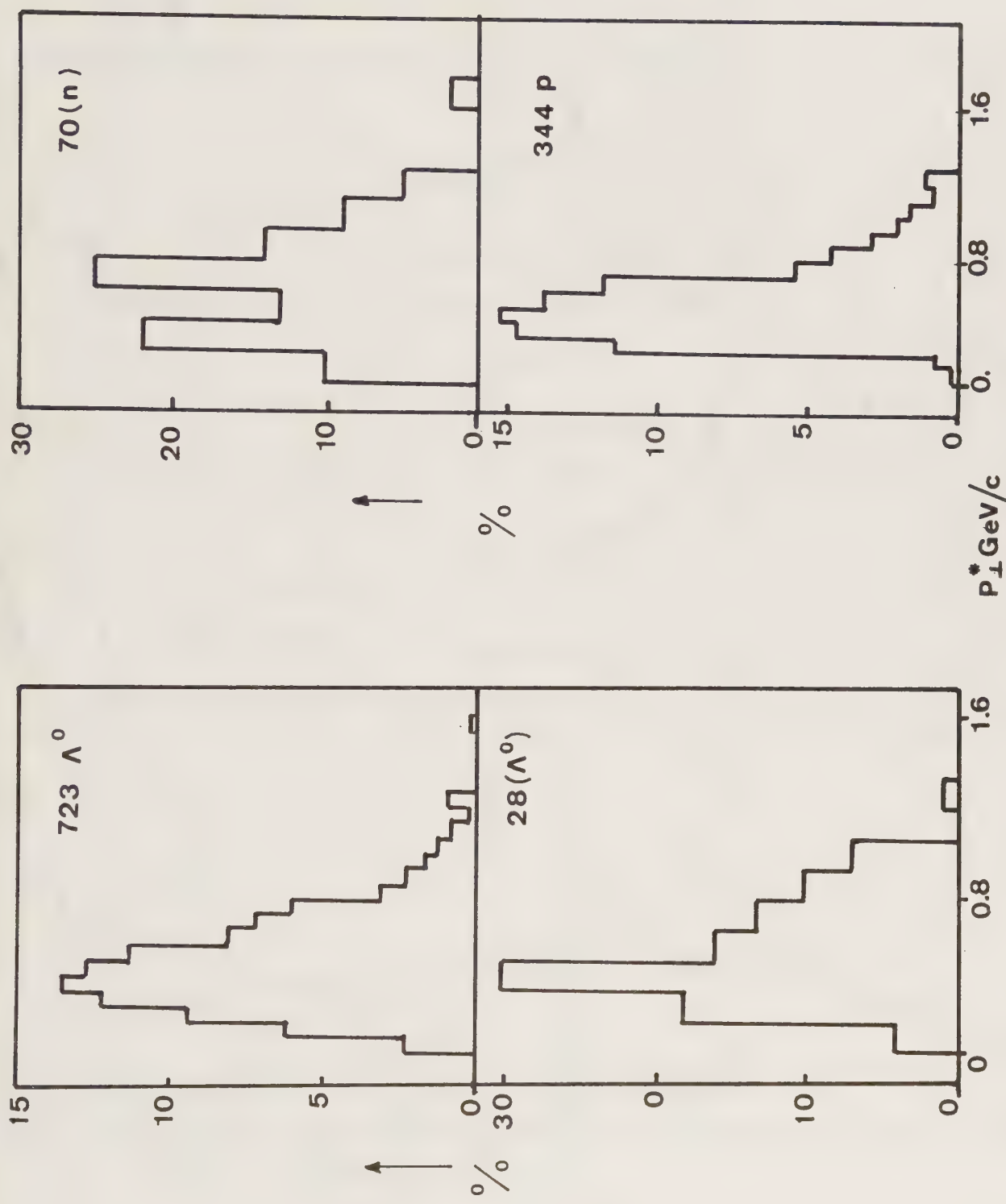


Fig. 30 : Impulsions transverses des baryons dans le C.M.

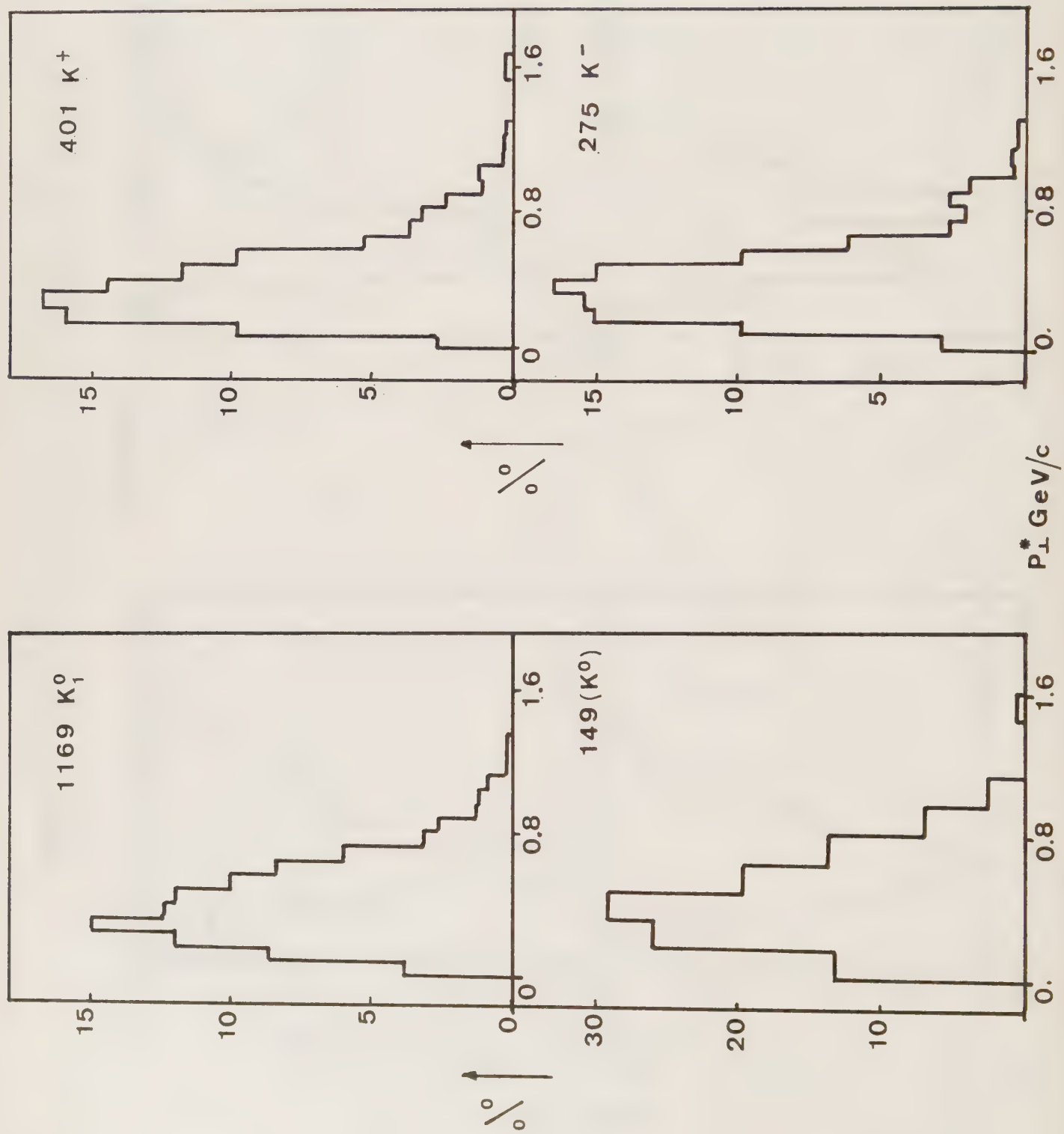


Fig. 31 : Impulsions transverses des kaons dans le C.M.

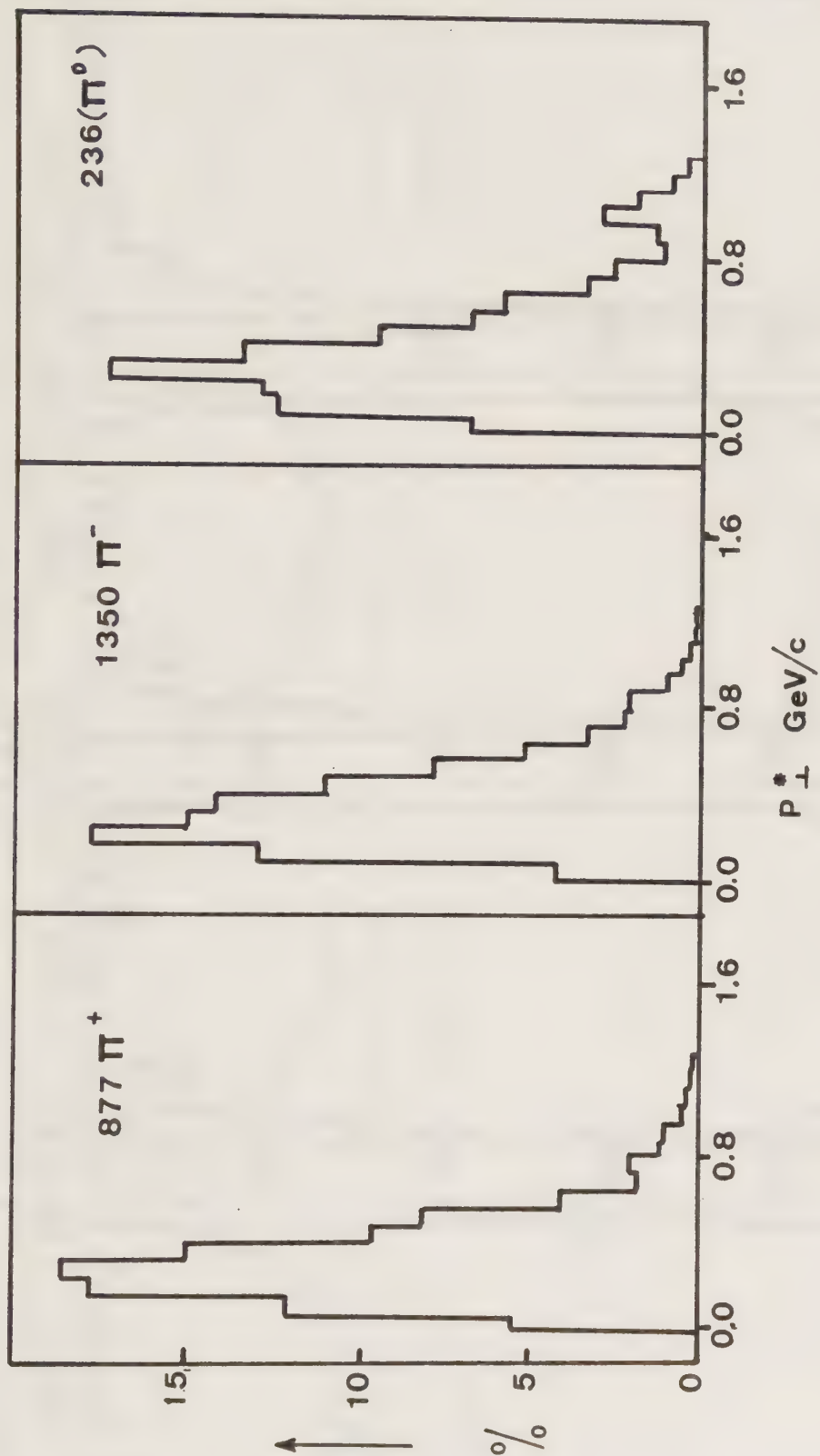


Fig. 32 : Impulsions transverses des pions dans le C.M.

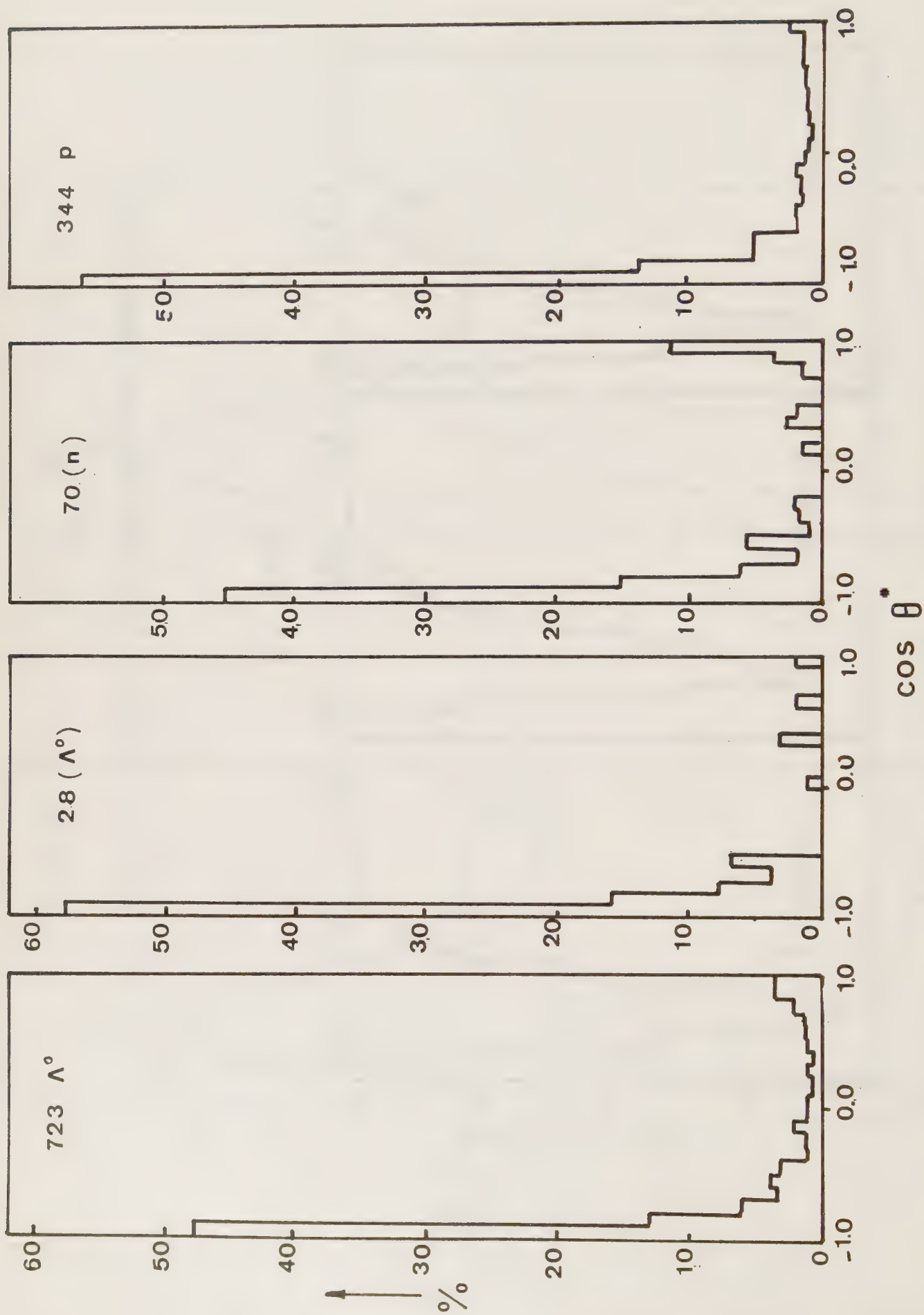


Fig. 33 : Distributions angulaires des baryons dans le C.M.

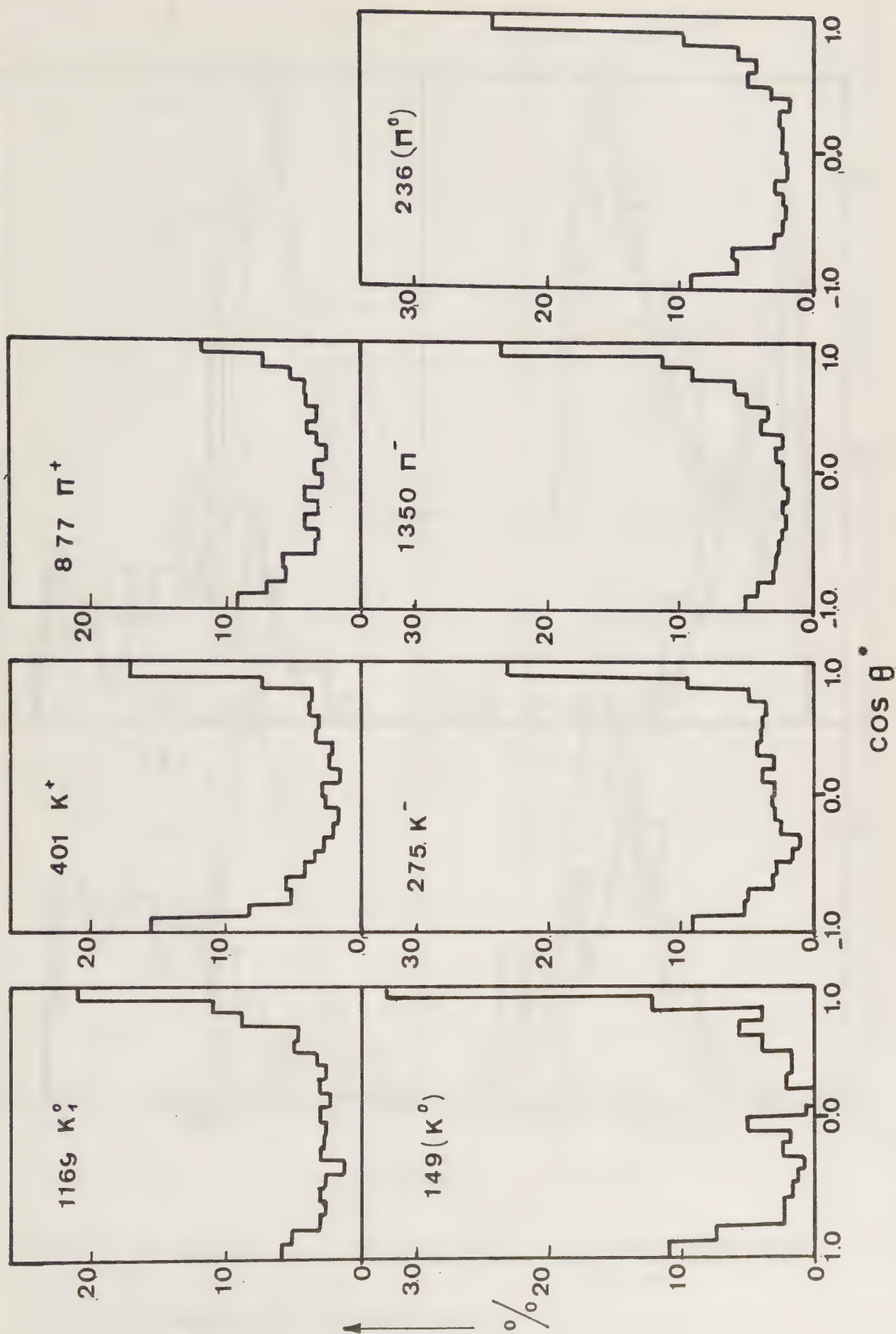


Fig. 34 : Distributions angulaires des mésons dans le C.M.

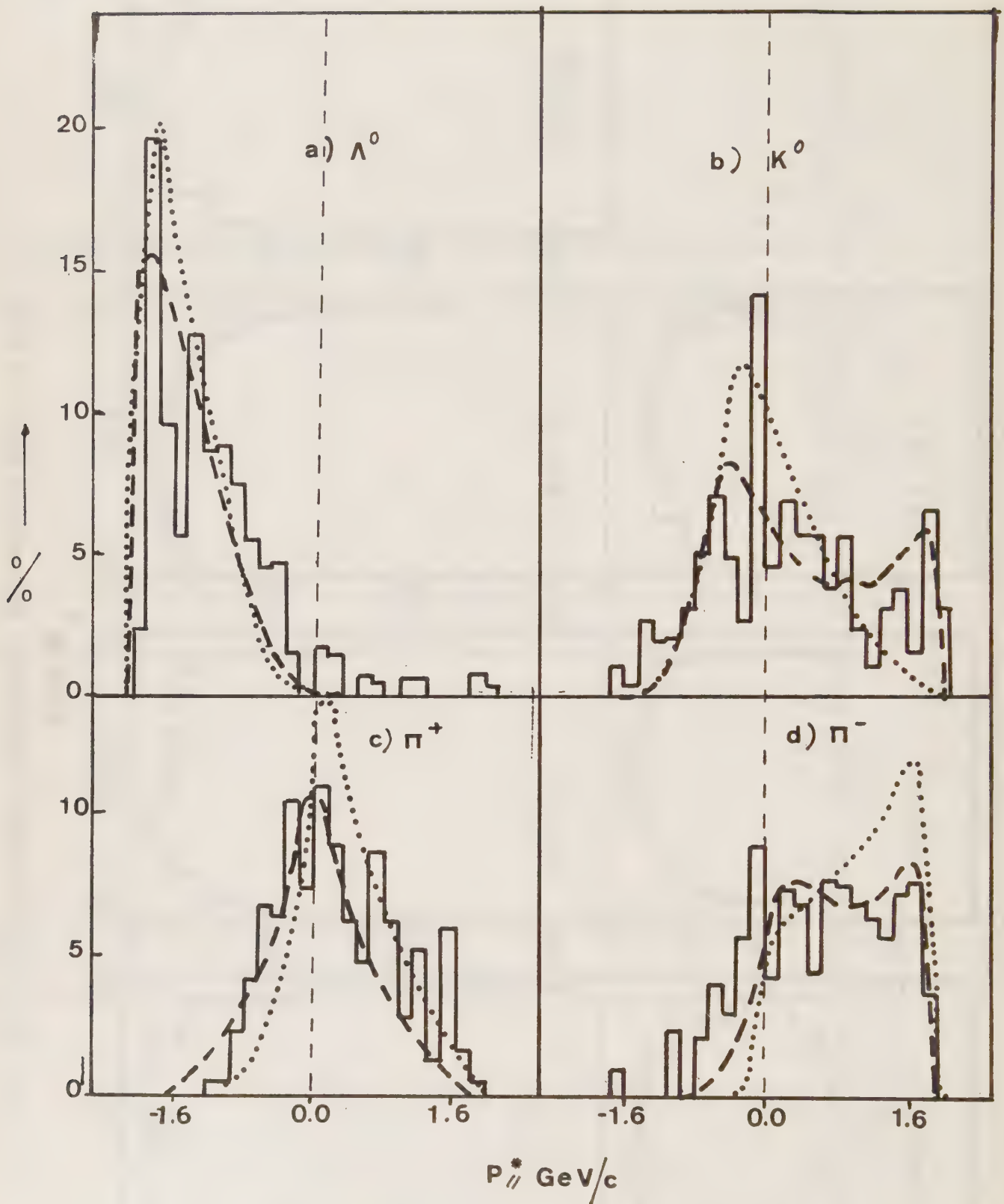


Fig. 35 : Impulsions longitudinales des traces de $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ dans le C.M.

(... distribution selon le diagramme I-1(ξ) ;

--- distribution selon la somme des diagrammes

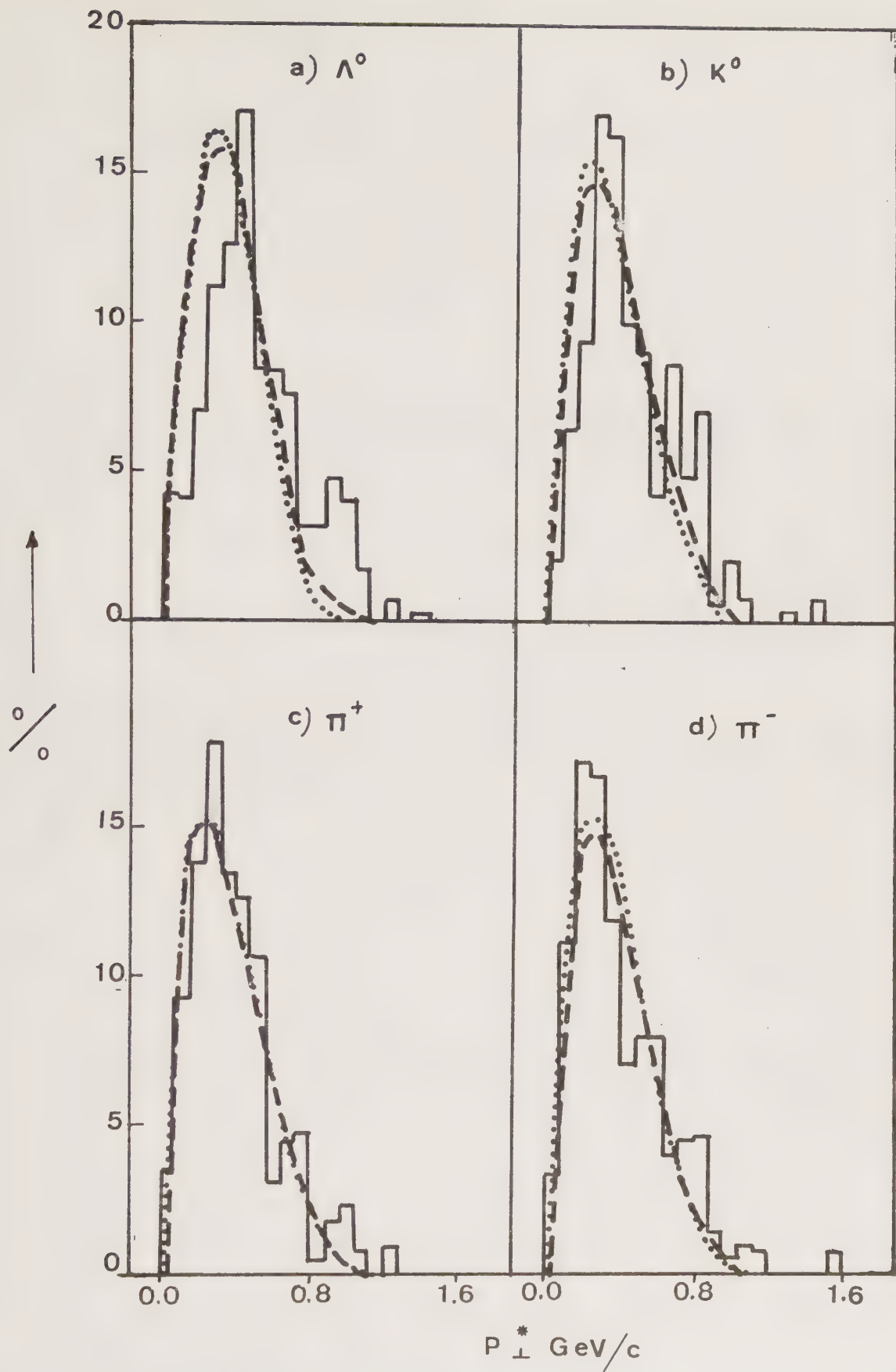


Fig. 36 : Impulsions transverses des traces de $\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^-$
 dans le C.M.
 (... distribution selon le diagramme I-1(e)
 --- distribution selon la somme des diagrammes
 I-1(e) et II-2)

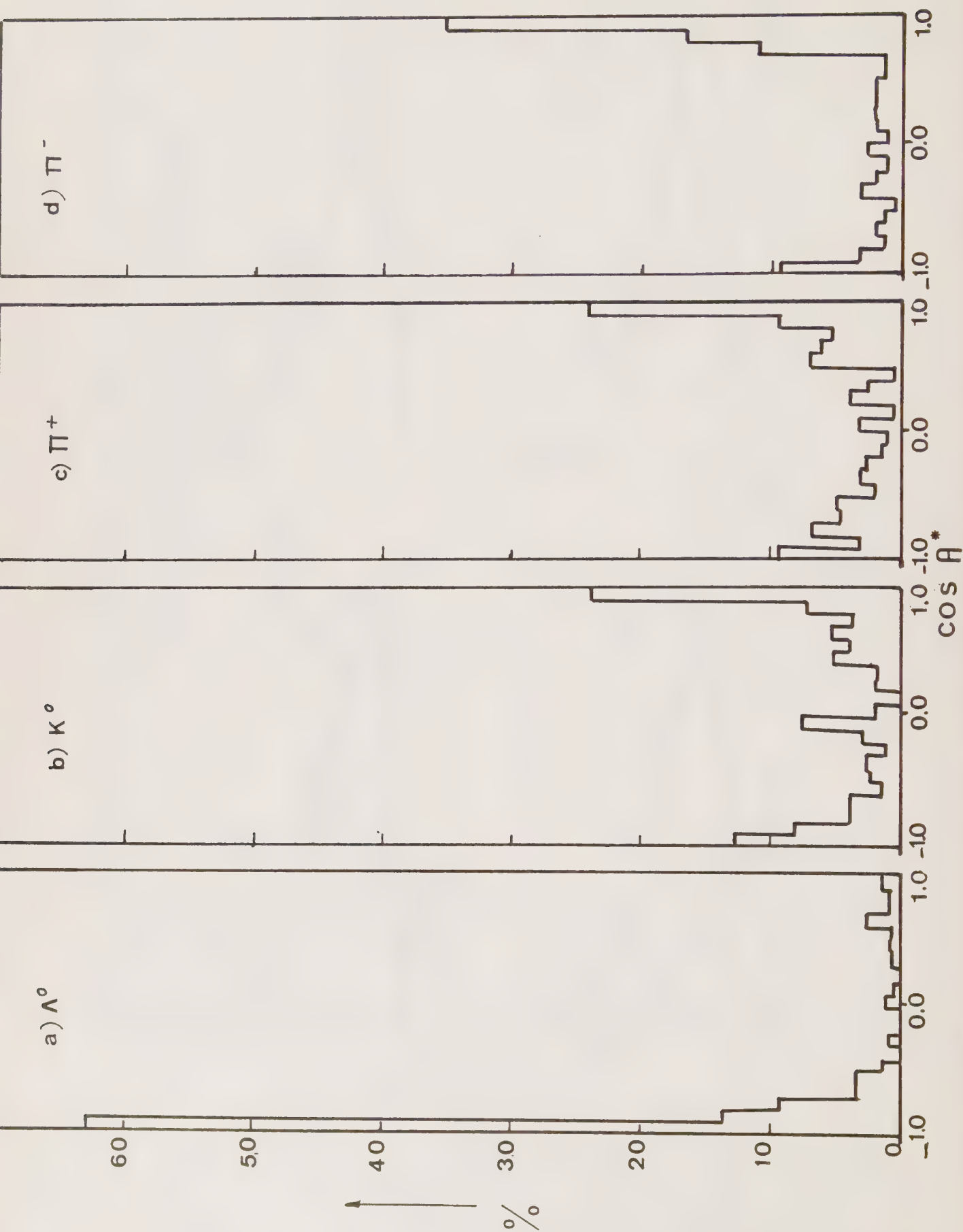


Fig. 37 : Distributions angulaires $\cos A^*$ des pions π^+ et π^- dans les decays $\Lambda^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Vu et approuvé
Paris, le 12 juillet 1971
Le Président de l'Université de Paris VI

